ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 6 OCTOBRE 1952.

PRÉSIDENCE DE M. AUGUSTE CHEVALIER.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à MM. **Manne Siegbahn**, Correspondant de l'Académie, Directeur de l'Institut Nobel de physique, **E. T. Jones** et **A. S. Hartshorn**, Représentants scientifiques du Ministère de l'Air britannique, qui assistent à la séance.

M. **Émile Borel** rend compte à l'Académie de l'Assemblée générale du **Conseil International des Unions Scientifiques** qui a eu lieu à Amsterdam, du 1er au 3 octobre 1952. Au cours de cette Assemblée, les Membres du Comité exécutif dont les mandats étaient expirés ont été remplacés. C'était le cas pour le poste de Vice-Président qu'il occupait. La France sera représentée dorénavant dans le Comité par M. **Joseph Pérès**.

M. **André Danjon** rend brièvement compte de la VIIIe Assemblée générale de l'Union Astronomique tenue à Rome du 4 au 13 septembre 1952 (1).

Cette Assemblée réunissait plus de 330 astronomes appartenant à 35 nations. La délégation française comprenait un nombre relativement élevé de jeunes astronomes, dont les communications ont été fort appréciées. D'une manière générale, la contribution de la France a été importante, au cours, tant des débats des Commissions que des trois Symposiums organisés en marge de l'Assemblée.

L'un de ces Symposiums, consacré aux instruments et aux techniques astronomiques, et dont l'organisation avait été confiée à M. André Couder, a mis en évidence la valeur des travaux français dans ce vaste domaine.

Parmi les manifestations extérieures du Congrès qui ont suscité le plus vif intérêt, il convient de mentionner la visite de la Specola Vaticana, à Castel-Gandolfo, et l'allocution consacrée par Pie XII aux développements récents de l'Astronomie.

---

(1) Séance du 29 septembre 1952.

M. **Auguste Chevalier** faisant hommage à l'Académie de deux publications, s'exprime en ces termes :

La première est *Le Tabac* dont je suis l'auteur en collaboration avec H. F. Emmanuel, attaché aux Services de recherches de la Régie des Tabacs, publiée il y a quelques années par les Presses Universitaires de France dans la Collection « Que sais-je ? » Ce petit livre vient d'être publié en japonais par les soins des Éditeurs. Il est entièrement composé en caractères japonais. Je crois savoir que d'autres ouvrages de la même collection seront publiés dans des conditions identiques.

La seconde publication est *La Revue internationale de Botanique appliquée et d'Agriculture tropicale* dont je suis l'éditeur et qui est sur le point d'entrer dans sa 33e année. Dans le n° 357-358 qui vient de paraître est publié un long article de H. Ménager : *Les Eucalyptus dans le Gharb* (Maroc occidental) de 47 pages. Ce qui fait l'originalité de ce numéro, c'est que l'article de M. H. Ménager est imprimé sur papier d'*Eucalyptus rostrata* du Maroc, fabriqué aux Papeteries de Condat, Usine Progil à Condat-sur-Dordogne. On voit combien ce papier s'est bien comporté. Les dessins à la plume qui représentent une dizaine de planches dus à M. R. Sillans sont remarquablement venus. En Australie, le papier d'*Eucalyptus* est déjà très utilisé. Au Maroc, M. H. Ménager possède déjà, dans le Gharb, une plantation d'environ 4 000 ha d'*Eucalyptus* divers. L'administration forestière et plusieurs colons en font aussi des plantations et dans quelques années il existera, dans ce pays, environ 40 000 ha d'espèces de ce genre qui seront utilisés, non seulement en papeterie, mais pour faire aussi de la cellulose. On vient aussi de tenter la culture de ces arbres qui croissent très vite dans le Sud de la Gironde et dans les parties des Landes dévastées par les incendies de forêts de Pin maritime.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Ombellifères. Développement de l'embryon chez l'*Astrantia major *L.* Note de M. **René Souèges**.

L'*Astrantia major* est la première espèce chez laquelle on puisse, chez les Ombellifères, définir nettement les lois du développement embryonnaire. Cette espèce, par sa tétrade et son proembryon octocellulaire s'apparente au *Geum urbanum*, plus particulièrement au *Viola tricolor*, et diffère, par la régularité de ses formes, de toutes les autres Ombellifères examinées jusqu'à ce jour.

En 1926 et 1930 (1) j'essayais, en m'adressant au *Carum Carvi* L. et au *Pimpinella Saxifraga* L., « de comprendre quelque chose au désordre des

(1) R. Souèges, *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 339; *Bull. Soc. bot. Fr.*, 77, 1930, p. 494.

segmentations » que F. Hegelmaier ([2]) avait remarqué dans ses recherches embryogéniques sur le *Petroselinum sativum* Hoffm. et le *Carum Bulbocastanum* Koch. Il s'agissait de trouver « une formule capable de donner la clé véritable des processus du développement de l'embryon » chez les Ombelli-



Fig. 1 à 30. — *Astrantia major* L. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca* et *cb*, cellules apicale et basale du proembryon bicellulaire; *m*, cellule-fille supérieure de *cb* ou rudiment de la racine; *ci*, cellule-fille inférieure de *cb*; *n*, cellule-fille supérieure de *ci* ou partie centrale de la coiffe; *n'*, cellule-fille inférieure de *ci* ou suspenseur; *a* et *b*, cellules-filles de *ca*; *e*, épiphyse; *q*, quadrants; *pco*, partie cotylée *s. stricto*; *th*, tige hypocotylée; *pe*, périblème; *pl*, plérome; *iec*, initiale de l'écorce de la racine. En 28 et 30, schéma général des formes d'où sont tirés les détails des figures 27 et 29. G. = 300.

fères. Il ne s'est pas dégagé de ces premières recherches des lois donnant pleinement satisfaction à l'esprit. Celles qui ont été énoncées plus tard, au sujet du *Daucus Carota* L. ([3]) et de l'*Apium inundatum* Reichb. ([4]), ont apporté quelque éclaircissement, mais, étant donné la variabilité des jeunes formes embryonnaires, elles manquaient de solides fondements et ne pouvaient avoir la moindre portée générale.

L'*Astrantia major*, avec ses formes 4 et 8 cellulaires, régulières et constantes,

---

([2]) F. Hegelmaier, *Vergleichende Untersuch. über Entwicklung dikotyl. Keime*, Stuttgart, 1878, p. 132.

([3]) H. A. Borthwick, *Bot. Gazet.*, 92, 1931, p. 23.

([4]) R. Souèges, *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 128.

nous livre aujourd'hui une formule précise qui, s'écartant, contre toute attente, de celles que l'on avait précédemment émises, pose, pour les Ombellifères, un problème d'embryogénie comparée quelque peu embarrassant, sûrement très complexe.

Les figures 1 à 6 montrent comment s'édifient une tétrade B_2 avec ses deux cellules supérieures inégales, *a* et *b* juxtaposées, et, par bipartition des éléments de cette tétrade, un proembryon octocellulaire à 4 étages, *q*, *m*, *n* et *n'*, comportant 4 quadrants en tétraèdre dont l'un, au sommet, fonctionne comme épiphyse. Ce proembryon reproduit exactement celui qui a été observé chez le *Geum urbanum*. On remarquera que les cloisons qui se succèdent dans ce proembryon ne sont pas normales l'une à l'autre, mais prennent des directions inclinées qui donnent à la plupart des formes un aspect très irrégulier.

Dans la série des figures 9 à 24, on peut voir aisément comment procèdent les divisions dans l'épiphyse. Dans les trois quadrants sous-épiphysaires (*fig.* 9), il est plus difficile de suivre leur succession. Le quadrant, frère de *e* (*fig.* 10), se cloisonne d'abord longitudinalement; il en résulte quatre cellules circumaxiales qui prennent des parois diversement inclinées (*fig.* 12 à 16) auxquelles succèdent, à un moment donné, des parois à direction horizontale qui font apparaître deux couches cellulaires plus ou moins régulières (*pco* et *th*, *fig.* 16, 19).

Ces assises se montrent, aux stades suivants, de mieux en mieux séparées (*fig.* 20, 21, 22, 23) et donnent finalement naissance, l'une, au-dessous de l'épiphyse, à la partie cotylée proprement dite, l'autre, à la portion supérieure de l'hypocotyle ou rudiment de la tige hypocotylée. Au moment de la naissance des cotylédons, des cellules de cette dernière région, *th*, se disposent régulièrement et s'organisent en un périblème et un plérome bien distincts. A ce même moment, le dermatogène se montre bien différencié sur tout le pourtour de l'embryon proprement dit.

Les deux blastomères juxtaposés, en *m* (*fig.* 6, 7, 9), engendrent par segmentations obliques un massif cellulaire d'où tire origine la partie inférieure de l'hypocotyle, autrement dit le rudiment de la racine, avec les initiales de cet organe. En 26, 27, 29, les cellules périphériques de cette région se cloisonnent tangentiellement pour engendrer les portions latérales de la coiffe.

Dans les mêmes figures, on peut se rendre compte du mode de segmentation de l'élément *n* (*fig.* 5 à 8), qui, par cloisonnements obliques, produit, à la base de l'embryon proprement dit, un groupe cellulaire représentant la partie médiane de la coiffe. L'élément *n'* se partage tranversalement en deux cellules superposées *o* et *p* (*fig.* 12, 17); il engendre finalement au suspenseur plus ou moins allongé dont la figure 24 reproduit la forme générale.

Les lois qui président au développement de l'embryon chez l'*Astrantia major* sont nettes et assez précises. Ces lois démontrent que l'espèce se range dans la première période de la classification embryogénique, qu'elle appartient au deuxième groupe et au mégarchétype III, qu'elle vient occuper la case où a déjà pris place le *Viola tricolor* L. Elle diffère profondément du *Daucus Carota* et de l'*Apium inundatum*, qui, possédant une tétrade première et une tétrade seconde en C_2, se rattachent au onzième groupe embryogénique dans la deuxième période.

Dans quelques cas, chez le *Carum Carvi*, le proembryon offre, au sommet, quatre éléments en disposition tétraédrique, mais le mode de construction de ces formes n'est nullement comparable à celui du proembryon octocellulaire de l'*Astrantia*. Chez le *Pimpinella Saxifraga*, en outre, quelques individus ont été observés rappelant, par la disposition de leurs éléments, les proembryons 4 et 8 cellulaires de la Grande-Radiaire; mais ces individus se sont montrés de manière exceptionnelle parmi un grand nombre d'autres de construction très irrégulière. Il y a là néanmoins des termes de raprochement qu'il convient de signaler.

Dès maintenant on peut, chez les Ombellifères, distinguer deux catégories de formes : 1° celles qui, dérivant d'une tétrade en C_2 et de proembryons à six, sept ou huit étages, se rangent dans la première ou la deuxième période du système; 2° celles qui, se rattachant à une tétrade en B_2 et, d'une manière constante, à un proembryon à quatre étages, type du *Geum*, prennent place dans la première période. Ce partage des formes viendrait à l'appui de l'opinion émise par certains systématiciens (5), d'après laquelle les Ombellifères tireraient origine d'un plexus caliciflore, souche primitive d'où se seraient détachées deux branches, les Ombellales d'une part, les Rubiales de l'autre.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Quelques considérations sur les canons sans recul et les projectiles à charge creuse*. Note de M. **Dimitri Riabouchinsky**.

L'auteur retrace succinctement les étapes de l'application du canon sans recul et de ses dérivés et donne comme éléments inédits la courbe des vitesses initiales du projectile d'un canon sans recul en fonction du rapport du poids de la charge à celui du projectile et la corrélation entre la théorie de l'enfoncement d'un pieu par une charge massive d'explosif et la théorie des projectiles à charge creuse avec cône métallique.

Ces dernières années la presse mondiale a prêté beaucoup d'attention au canon dit sans recul. Des canons sans rayures, mais basés sur le même principe, appelés *bazooka* aux États-Unis et *Panzerfaust* ou *Panzerschreck* en Allemagne, ont été utilisés depuis 1942 pour le lancement contre les tanks de projectiles à charge creuse.

Qu'il me soit permis de rappeler que j'ai conçu et réalisé le premier canon sans recul de ce genre, pendant la première guerre mondiale, à l'Institut Aérodynamique de Koutchino, qui avait été militarisé et où l'on poursuivait, sous ma direction, des recherches utiles à la défense nationale. Les figures 1 et 2 reproduisent deux photographies datant de 1916 de mon canon, respectivement sur son support et porté par un fantassin

---

(5) *Voir* H. S. Jurica, *Bot. Gazet.*, 74, 1922, p. 300.

russe. Ce canon pesait, avec son support, 7 kg et une charge de 400 g de poudre noire, contenue dans une cartouche et enflammée par un détona-

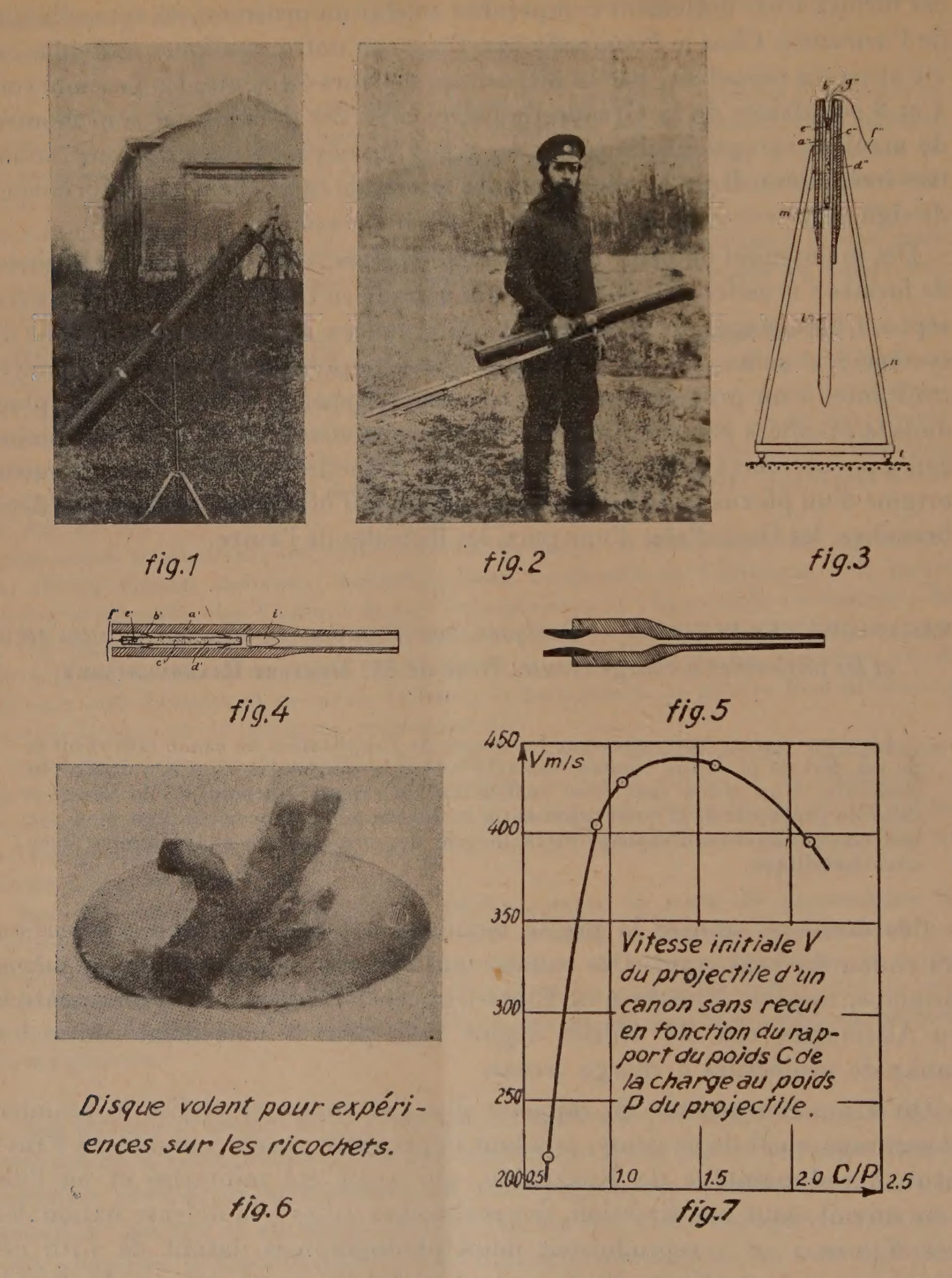


fig.1 fig.2 fig.3

fig.4 fig.5

Disque volant pour expériences sur les ricochets.

fig.6 fig.7

teur, lançait un projectile de 4 kg à 320 m. J'ai nommé ce nouveau principe : *principe de combustion préalable*, pour préciser qu'on peut interpréter le fonctionnement de ce canon comme une impulsion communi-

quée au projectile par une transformation quasi instantanée de la charge en une masse gazeuse sous pression (¹).

En appliquant le principe de combustion préalable au problème de l'enfoncement d'un pieu dans le sol (*fig.* 3), j'ai mis en évidence une conséquence importante de cette théorie, que je préciserai en citant un exemple numérique. En faisant exploser 20 kg de poudre, on pourrait enfoncer un pieu de section $s = 100\ \text{cm}^2$ et pesant 200 kg à une profondeur de 5, 57 m. Mais si l'on utilisait cette même quantité de poudre, mais par petits lots de 250 g, on n'obtiendrait après 80 explosions consécutives, qu'un enfoncement total de 0,075 m.

La théorie actuelle (²) des projectiles à charge creuse avec un cône en métal recouvrant la cavité, permet d'expliquer les déformations successives de ce cône sous l'effet de la propagation de l'onde explosive dans la charge, mais elle pourrait être utilement complétée en appliquant à tout le projectile avec son cône métallique la théorie de l'enfoncement d'un « pieu » par une explosion massive.

Pour soumettre ces considérations théoriques à une vérification expérimentale, j'ai effectué (³) au début de 1924, sur une plage de Biarritz, quelques essais d'enfoncement de pieux et de lancement de fusées à combustion préalable de formes diverses, parmi lesquelles je mentionnerai celle de la figure 6, destinée à l'étude des ricochets. C'est un disque auquel l'explosion de la charge communique une translation et simultanément une rotation autour de son axe, assurant sa stabilité au vol. Les figures 4 et 5 représentant deux aspects de canons sans recul *avec rayures* que j'ai considérés (⁴).

Les expériences qui m'ont permis d'obtenir la courbe de la figure 7 ont été effectuées en 1938, en collaboration avec M. S. Vladimirsky, avec un canon sans recul, dont le diamètre de la partie rayée était de 2,4 cm et celui de la partie lisse de 0,25 mm supérieur. Cette courbe met en évidence que la vitesse initiale du projectile acquiert, dans ce cas, une valeur maximum faiblement accusée entre les valeurs 1 et 1,5 du rapport du poids de la charge à celui du projectile.

(¹) *Bulletin de l'Institut Aérodynamique de Koutchino*, 6, Paris, 1920, p. 75; *Mémorial de l'Artillerie française*, **11**, 1923, p. 690.

(²) G. Birkhoff, D. P. Mac Dougall, E. M. Pugh, et Sir G. Taylor, *J. Appl. Phys.*, New-York, **19**, 1948, p. 563.

(³) *Comptes rendus du IIIᵉ Congrès International de la Navigation Aérienne*, **2**, Bruxelles, 1925, p. 179-205; *The Journal of the Royal Aeronautical Society*, **39**, London, 1935, p. 403-410; *Bulletin Scientifique et Technique du Ministère de l'Air*, **157**, Paris, 1939, p. 43-105.

(⁴) Pour les figures 3 et 4 voir la troisième des citations données précédemment : *Comptes rendus*, **223**, 1946, p. 64, renvoi bibliographique (⁴).

CYTOLOGIE PATHOLOGIQUE. — *Étude par microcinématographie en contraste de phase de l'action des particules de charbon et de quartz sur le comportement des phagocytes.* Note de MM. **Albert Policard** et **André Collet.**

L'étude par microcinématographie en contraste de phase de l'action des particules minérales sur les cellules qui les ont phagocytées montre que le charbon est sans effet sur les déplacements amœboïdes des cellules et semble inoffensif pour le cytoplasma, et que, au contraire, le quartz se montre nocif et bloque tous les déplacements cellulaires.

Des particules, inférieures à 3 μ, de charbon (anthracite avec moins de 1 % de cendres) et de quartz sont mises en suspension dans de la solution physiologique et injectées dans la cavité péritonéale de rats blancs. L'exsudat provoqué par cette injection renferme, après 15 à 20 h, de nombreuses cellules (histiocytes surtout) dont beaucoup contiennent des particules phagocytées. Un tel exsudat, prélevé par ponction péritonéale, est disposé entre lame et lamelle et filmé en contraste de phase à un grossissement d'environ 1000 diamètres, et au rythme d'une image par 2 s. Le film obtenu est projeté à raison de 16 images/s, ce qui donne une accélération d'environ 30 fois. Les cellules examinées sont filmées pendant des laps de temps allant jusqu'à 20 mn. Les cellules se fixent pour la plupart au support, émettent des pseudopodes et se déplacent suivant le processus bien connu.

Grâce à cette technique, il est facile de préciser les modifications que les particules minérales phagocytées impriment au comportement des phagocytes, par comparaison avec les cellules de nature identique, mais n'ayant rien phagocyté.

Les faits suivants ont pu être observés, pour le charbon d'une part, le quartz, de l'autre, toutes les conditions expérimentales étant identiques par ailleurs.

1. Les particules de charbon ne modifient pas sensiblement l'activité du déplacement des cellules qui les renferment. Seulement, quand ces particules sont très abondantes, les déplacements des cellules se montrent moins actifs, en proportion de la quantité de particules encombrant l'élément. Mais celui-ci n'est jamais immobilisé complètement. Sa marche est seulement plus lente.

Les mouvements internes du protoplasma sont, à première approximation, exactement semblables à ceux des cellules témoins sans particules.

2. A l'opposé, les particules de quartz exercent une action inhibitrice accentuée sur les déplacements des cellules qui les ont phagocytées. Même en nombre très restreint (1 ou 2 particules de 1 à 2 μ), ces particules entraînent un arrêt complet ou presque complet de ces déplacements.

Les cellules renfermant des particules de quartz s'étalent bien sur le support, lancent des pseudopodes en voile, mais sont incapables de se déplacer. La comparaison avec les cellules non phagocytaires rend le fait indiscutable.

Par contre, les mouvements internes du protoplasma sont maintenus et presque toujours aussi actifs que ceux des cellules témoins. Ils cessent seulement quand la cellule présente des signes accentués de dégénérescence. Les seuls mouvements observés alors sont des mouvements browniens.

Bien que totalement immobilisées, les cellules à particules de quartz présentent souvent des mouvements actifs de leur surface. Des études sont en cours pour préciser les caractères de ces mouvements protoplasmiques.

Ces constatations microcinématographiques montrent la réalité d'une action toxique du quartz sur les cellules et, au contraire, l'innocuité du charbon dans des conditions expérimentales comparables. Elles permettent de comprendre certains mécanismes des réactions pathologiques pulmonaires observées dans les pneumoconioses par charbon ou par quartz

DÉSIGNATIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Pierre Jolibois** est réélu Membre du Conseil de perfectionnement de l'École polytechnique.

CORRESPONDANCE.

La « Royal Society » adresse à l'Académie, pour être distribués à ses Membres, un certain nombre d'exemplaires d'un fascicule intitulé : *The relations between fellows of the Royal Society and french men of science when France and Britain were at war*, par Gavin Rylands de Beer paru dans le Recueil des *Notes and Records of the Royal Society of London*.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une application de l'intégrale d'Hadamard à la théorie des équations différentielles linéaires*. Note de M. **Félix Pollaczek**, présentée par M. Émile Borel.

Désignons par

$$(1) \qquad L(y) \equiv \sum_{i=0}^{n} q_i(x)\, y^{(n-i)} = 0 \qquad \left[q_0 = 1;\ q_i(x) = \sum_{\nu=0}^{\infty} q_{i\nu} x^{\nu},\ i = 1, \ldots, n \right]$$

une équation différentielle linéaire et homogène ayant $x=0$ pour point « régulier »; un système fondamental de solutions de (1), canoniques pour $x=0$, peut être mis sous la forme (¹)

$$(2) \qquad y_{i,0}(x)=x^{\rho_i}\sum_{j=0}^{m_i}\log^j x\sum_{\nu=0}^{\infty}c_{j\nu}^{(i)}x^\nu \qquad \left(\sum_{j=0}^{m_i}|c_{j0}^{(i)}|>0;\ i=1,\ \ldots,\ n\right),$$

$\rho_1, \ldots, \rho_n$ étant les racines de l'équation

$$(3) \qquad \varphi(\rho)\equiv\sum_{i=0}^{n}q_{i,0}\,\rho(\rho-1)\ldots(\rho-n+i+1)=0 \qquad (q_{00}=1).$$

Dans l'hypothèse

$$(4) \qquad \rho_1, \ldots, \rho_n \neq 0,\ 1,\ \ldots,$$

l'équation différentielle non homogène

$$(5) \qquad \mathrm{L}[g(x)]=f(x) \qquad \left[f(x)=x^{-n}\sum_{\nu=0}^{\infty}f_\nu x^\nu\right],$$

où $\sum_{\nu=0}^{\infty}f_\nu x^\nu$ est une série de Taylor quelconque, possède une et une seule solution $g(x)$ holomorphe à l'origine; nous allons démontrer que cette solution est donnée par l'intégrale d'Hadamard

$$(6) \qquad g(x)=\int_{\underline{|0}}^{x}\begin{vmatrix} y_1(\xi) & \ldots & y_1^{(n-2)}(\xi) & y_1(x) \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ y_n(\xi) & \ldots & y_n^{(n-2)}(\xi) & y_n(x)\end{vmatrix}\begin{vmatrix} y_1(\xi) & \ldots & y_1^{(n-1)}(\xi) \\ \ldots & \ldots & \ldots \\ y_n(\xi) & \ldots & y_n^{(n-1)}(\xi)\end{vmatrix}^{-1} f(\xi)\,d\xi$$

$$=\int_{\underline{|0}}^{x}\sum_{i=1}^{n}y_i(x)\,\eta_i(\xi)f(\xi)\,d\xi.$$

Ici, $y_1(x), \ldots, y_n(x)$ désignent un système fondamental quelconque de solutions de (1) et nous avons posé

$$(7) \qquad \eta_i(x)=(-1)^{n-i}\,\|y_j^{(k)}(x)\|_{j\neq i;\,k=0,\ldots,n-2}\,\|y_j^{(k)}(x)\|^{-1}_{j=1,\,k=0,\ldots,n-1} \qquad (i=1,\ldots,n)$$

[solutions de l'équation adjointe à (1)]. Pour des fonctions analytiques $\psi(x)$ qui, dans un certain voisinage (ramifié) de $x=0$ dont nous désignons un point arbitraire par x_0, admettent un développement de la forme

$$(8\,a) \qquad \psi(x)=\sum_{i=1}^{\mathrm{N}}x^{\sigma_i}\sum_{j=0}^{n_i}\log^j x\sum_{\nu=0}^{\infty}a_{j\nu}^{(i)}x^\nu \qquad (\sigma_1, \ldots, \sigma_{\mathrm{N}}\neq -1,\ -2,\ \ldots),$$

(¹) *Voir* par exemple A. R. Forsyth, *Theory of differential equations*, Part 3, vol. 4, § 38.

$\int_{\underline{|0}}^{x}$ peut être défini par la formule

$$(8\,b)\qquad \int_{\underline{|0}}^{x} \psi(\xi)\,d\xi = \int_{x_0}^{x} \psi(\xi)\,d\xi + \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{n_i} \sum_{\nu=0}^{\infty} a_{j\nu}^{(i)} \frac{\partial^j}{\partial\sigma_i^j} \frac{x_0^{\sigma_i+\nu+1}}{\sigma_i+\nu+1} \quad (^2).$$

Démonstration. — L'hypothèse (4) qui exclut toutes les solutions holomorphes (en $x=0$) de (1), est nécessaire pour assurer l'unicité de $g(x)$; en utilisant (4) sous la forme $\varphi(\rho)\neq 0$ ($\rho = 0, 1, \ldots$), on reconnaît d'autre part que (5) peut être satisfait par une série $g(x)=\sum_0^\infty c_\nu x^\nu$ déterminée de manière univoque. Pour montrer que les fonctions à intégrer figurant dans (6) sont de la forme (8 a), posons $y_i(x)=y_{i,0}(x)$; il vient alors pour $|x|$ assez petit

$$\| y_{j,0}^{(k)} \|_{j\neq i;\, k=0,\ldots,n-2} = x^{\sum_1^n \rho_\nu - \rho_i - \sum_1^{n-2} \nu} \sum_{j=0}^{N_i} \log^j x\, \mathrm{P}_{ij}(x),$$

$\mathrm{P}_{ij}(x)$ [de même que plus loin $\tilde{\mathrm{P}}_{ij}(x), \ldots, \mathrm{P}(x)$] désignant une série de Taylor en x, et grâce aux relations

$$\| y_{j,0}^{(k)} \|_{j=1,\,k=0,\ldots,n-1}^{-1} = \exp \int^{x} q_1(\xi)\,d\xi = x^{q_{10}} \exp \mathrm{P}(x) \qquad \text{et} \qquad \sum_1^n \rho_\nu = \frac{n^2-n}{2} - q_{10}$$

[résultant de (3)], nous tirons de (7) et (5)

$$f(x)\,\eta_{i,0}(x) = x^{-\rho_i-1} \sum_{j=0}^{N_i} \log^j x\, \tilde{\mathrm{P}}_{ij}(x).$$

En intégrant cette fonction qui, en raison des inégalités $-\rho_i - 1 \neq -1, -2, \ldots$, est de la forme (8 a), nous obtenons

$$\int_{\underline{|0}}^{x} f(\xi)\,\eta_{i,0}(\xi)\,d\xi = x^{-\rho_i} \sum_{j=0}^{N_i} \log^j x\, \tilde{\tilde{\mathrm{P}}}_{ij}(x),$$

de sorte qu'à l'aide de (2), la fonction (6) prend la forme

$$g(x) = \sum_{j=0}^{N} \log^j x\, \mathrm{P}_j(x).$$

En effectuant l'opération L [équat. (1)] dans le deuxième membre de (6) dont nous venons d'établir l'existence, on vérifie sans peine que $g(x)$ satisfait à l'équation (5); par conséquent, cette fonction est de la forme

$$g(x) = \sum_{\nu=0}^{\infty} c_\nu x^\nu + \sum_{i=1}^{n} d_i y_{i,0}(x) = \sum_{\nu=0}^{\infty} c_\nu x^\nu + \sum_{i=1}^{n} d_i x^{\rho_i} \sum_{j=0}^{m_i} \log^j x \sum_{\nu=0}^{\infty} c_{j\nu}^{(i)} x^\nu.$$

---

(2) J. Hadamard, *Le problème de Cauchy et les équations aux dérivées partielles linéaires hyperboliques*, Paris, 1932, p. 184-217.

Mais en raison de (4), les deux dernières expressions de $g(x)$ ne peuvent coïncider que lorsque $d_1 = \ldots = d_n = 0$; donc, la fonction (6) est holomorphe à l'origine, ce qui achève notre démonstration.

La formule (6) peut être utilisée par exemple pour étudier le comportement de $g(x)$ au voisinage d'un point singulier de (1) autre que $x = 0$.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur une famille de fonctions.* Note de M. **Etienne Halphen**, présentée par M. Paul Montel.

Pour les besoins de l'Hydrologie statistique, insuffisamment couverts par la classe des « lois harmoniques » introduite par nous en 1941 [1], nous avons eu à étudier l'intégrale (P = polynome du second degré)

(I) $$\int e^{P(u)} u^K \, du.$$

Sa valeur pour l'intervalle d'intégration $(0, \infty)$ nous a conduit à définir les fonctions suivantes :

(1) $$\begin{cases} cf_\alpha x = 1 + \alpha \dfrac{x^2}{2\,!} + \alpha(\alpha+1)\dfrac{x^4}{4\,!} \cdots, \\ sf_\alpha x = x + \left(\alpha + \dfrac{1}{2}\right)\dfrac{x^3}{3\,!} + \left(\alpha + \dfrac{1}{2}\right)\left(\alpha + \dfrac{3}{2}\right)\dfrac{x^5}{5\,!} \cdots, \\ ef_\alpha x = cf_\alpha x \Gamma(\alpha) + sf_\alpha x \Gamma\left(\alpha + \dfrac{1}{2}\right), \end{cases}$$

ainsi que

(2) $$\begin{cases} cg_\lambda z = cf\, iz, \\ sg_\lambda z = -i sf_\lambda iz, \\ eg_\lambda z = cg_\lambda z \,\mathrm{E}(\lambda) + sg_\lambda z \,\mathrm{E}\left(\lambda + \dfrac{1}{2}\right), \end{cases}$$

avec

$$\mathrm{E}(\lambda) = \frac{1}{\Gamma(1-\lambda)}.$$

Nous les nommons « cosinus-factoriel », « sinus-factoriel », « exponentielle-factorielle », de première et seconde espèces.

Ces fonctions sont douées d'un ensemble très remarquable de propriétés, que l'on retrouve dans leurs formes limites ou dégénérées que constituent les principales fonctions classiques d'une variable : fonctions trigonométriques et hyperboliques, fonctions eulériennes, polynomes de Hermite.

---

(1) A savoir

$$\mathrm{K}\int_0^x e^{az + \frac{b}{z}} z^c \, dz.$$

Ainsi

$$ef'_\alpha\left(\text{abréviation pour } \frac{\partial}{\partial x} ef_\alpha x\right) = ef_{\alpha+\frac{1}{2}},$$

$$eg'_\lambda = eg_{\lambda+\frac{1}{2}}.$$

Les fonctions factorielles de première espèce fournissent les solutions de l'équation différentielle

(E) $$y'' = \frac{x}{2}y' + \alpha y,$$

les fonctions de seconde espèce, celles de

(E') $$u'' + \frac{x}{2}u' + \lambda u = 0.$$

Entre les deux espèces, on a la curieuse et importante relation suivante :

(4) $$\begin{cases} cg_\lambda x = e^{-\frac{x^2}{4}} cf_{-\lambda+\frac{1}{2}} x, \\ sg_\lambda x = e^{-\frac{x^2}{4}} sf_{-\lambda+\frac{1}{2}} x. \end{cases}$$

(la relation entre ef et eg est un peu plus compliquée).

Les dérivées logarithmiques des fonctions factorielles, ainsi que les inverses de ces dérivées, vérifient des équations de Riccati; par exemple, en posant

$$af_\alpha x = \frac{cf_\alpha}{sf_{\alpha+\frac{1}{2}}}, \qquad bf_\alpha = \frac{cf_{\alpha+\frac{1}{2}}}{sf_\alpha},$$

on a

(5) $$bf_{\alpha+\frac{1}{2}}x - af_\alpha x = \frac{x}{2},$$

qui conduit à

(6) $$\begin{cases} af' + af\left(af + \frac{x}{2}\right) = \alpha, \\ bf' + bf\left(bf - \frac{x}{2}\right) = \alpha. \end{cases}$$

Ces « fonctions factorielles homogènes » vérifient des équations aux différences finies du type suivant :

(7) $$\frac{\alpha+1}{af_{\alpha+1}} = \frac{x}{2} + \frac{\alpha + \frac{1}{2}}{\frac{x}{2} + af_\alpha}.$$

On peut en tirer des fractions continues, malheureusement divergentes, mais susceptibles de constituer dans certains cas des expressions asymptotiques de af.

L'expression de l'exponentielle factorielle de première espèce par une intégrale de Cauchy [du type (I)] fournit des développements asymptotiques importants.

Nous espérons parvenir à l'établissement de résultats qui donneraient aux fonctions factorielles un intérêt considérable :

On observera en effet qu'en posant

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [eg_{\lambda}(z)\,\varphi_{(\lambda)}\,d\lambda = f(z),$$

la dérivation de la fonction $f(z)$ équivaut au remplacement de $\varphi(\lambda)$ par $\varphi[\lambda-(1/2)]$. Nous avons des raisons de penser que, sous certaines conditions de régularité imposées à φ et ψ, il doit être possible d'une façon et d'une seule de mettre sous la forme

$$f(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} [eg_{\lambda}(z)\,\varphi_{(\lambda)} + eg_{\lambda}(-z)\,\varphi_{(\lambda)}]\,d\lambda, \tag{8}$$

toute fonction $f(z)$ analytique au voisinage de l'origine; et que, dans de cas étendus, l'expression (8) doit réaliser d'une façon assez complète le prolongement analytique de $f(z)$. Cette expression, au reste, établit un lien étroit entre l'étude du prolongement analytique et celle de la croissance [tant de $f(z)$ que de ses coefficients de Taylor].

Dans l'ensemble, nous pensons que les fonctions factorielles constituent une sorte de « carrefour » de nombreux chapitres de l'analyse.

TOPOLOGIE ALGÉBRIQUE. — *Sur les anneaux spectraux de certaines classes d'applications. I. Généralités.* Note de M. **István Fáry**, présentée par M. Paul Montel.

Ce travail sert à fixer la terminologie d'une série de Notes, qui signaleront certaines applications de la théorie de Leray concernant l'*anneau spectral d'une application continue* (¹). Nous étudierons dans les Notes ultérieures : 1° la théorie de M. Morse; 2° la cohomologie de shypersurfaces algébriques (théorie de Lefschetz) (²); 3° la théorie de P. A. Smith.

1. *L'anneau de cohomologie.* — Nous ne considérons que des *espaces localement compacts*. A désigne toujours un anneau unitaire, l'anneau de coefficients

(¹) Pour la théorie générale nous renvoyons le lecteur aux mémoires : [1] J. Leray, *J. Math.*, 29, 1950, p. 1-139, et [2] J. Leray, *ibid.*, p. 169-213. La présente Note introduit des notations quelque peu différentes de celles de M. Leray [*cf.* (²)].

(²) Ces notations sont celles de [3] H. Cartan, *Séminaire de Topologie Algébrique*, Paris, E. N. S. 1949-1951 (polycopié); [4] A. Borel, *Homologie des espaces localement compacts d'après* J. Leray, Zurich (polycopié); [5] J.-P. Serre, *Ann. Math.*, 54, 1951, p. 425-505.

de la cohomologie. Considérons une A-couverture fine K de l'espace X [[1], p. 47, 67 (²)]. Le sous-anneau des *cocycles à supports compacts*, divisé par son idéal que constituent les cobords des éléments à supports compacts donne *l'anneau de cohomologie* (à supports compacts) $H(X \circ A) = H(X, A)$ de X([1], p. 75). Les classes de cohomologie de degré p constituent le A-module $H^p(X \circ A) = H^p(X, A) \subset H(X, A)$ (³). Nous omettrons souvent A et noterons H(X), etc. Soit F un sous-espace fermé (U un ouvert) de X; l'homomorphisme canonique $H(X) \to H(F)$ ($H(U) \to H(X)$) est appelé *section* (*injection*).

2. *L'anneau spectral d'une application continue.* — Rappelons très brièvement la construction fondamentale de M. Leray.

Soit f une application continue d'un espace X dans un espace Y. Considérons une A-couverture fine K sur X et une Z-couverture fine L′ sur Y (Z est l'anneau des entiers). Notons par Sl le support d'un élément $l \in L'$. Munissons chaque élément $l \in L'$ d'un support $f^{-1} Sl \subset X$; L′ muni de ces supports est une couverture L de X. En formant l'intersection $L \circ K$ de ces deux couvertures nous obtenons une couverture fine de X. Filtrons la couverture $L \circ K$ par les idéaux $M^p = \Sigma L^i \circ K$, où L^i désigne le sous-module des éléments de degré i de L, et la sommation est prise sur $i \geqq p$.

Cette filtration détermine : *a.* une filtration de H(X); *b.* un anneau spectral (E_r, d_r).

a. $H^{p,q}(X) = \{$classes de cohomologie de degré $p+q$ et de filtration $\geqq p\}$ est constitué par les $h \in H^{p+q}(X)$, qui contiennent un cocycle de M^p.

b. L'anneau spectral est une suite d'anneaux bigradués $E_r = \Sigma E_r^{p,q}$, somme directe en p et q, $r \geqq 0$; chaque E_r est muni d'une différentielle d_r. (E_r, d_r) a les propriétés suivantes : (1) $E_r^{p,q} \neq 0$ entraîne que $0 \leqq p \leqq \dim Y$ et $0 \leqq q \leqq \max \dim F_y$, où $F_y = f^{-1} y (y \in Y)$; (2) $d_r : E_r^{p,q} \to E_r^{s,t}$, où $s = p + r$, $t = q - r + 1$, $d_r d_r = 0$; (3) $E_{r+1} = H(E_r)$, l'anneau de cohomologie étant calculé avec d_r; (4) $E_\infty^{p,q}$ est défini : ses éléments sont d_r-cocycles pour chaque d_r et ne sont jamais d_r-cobords.

Un des résultats fondamentaux de M. Leray est l'isomorphie suivante : (5) $E_\infty^{p,q} = H^{p,q}/H^{p+1,q-1}$. En particulier, si A est un corps, on a $H^n(X, A) = \Sigma E_\infty^{p,q}$ (sommation sur $p + q = n$).

3. *Signification et détermination des termes* E_0, E_1. — $E_0 = L \circ K$ est une couverture fine de l'espace X, mais d_0 n'est pas la différentielle ordinaire, car $d_0(\Sigma l_i \circ k_i) = \Sigma l_i \circ dk_i$ où $l_i \in L$, $k_i \in K$ et d est la différentielle de K.

Pour formuler ses résultats concernant E_1, M. Leray a introduit la notion

(³) Pour un espace compact cet anneau est isomorphe à celui de Alexander-Spanier-Wallace, *voir* [4], II, p. 9. Si X n'a pas de composant connexe et compact $H^0(X, A) = 0$.

de faisceau ([1], p. 43) et celle de l'intersection d'une couverture et d'un faisceau (p. 58, 62). Il a démontré que $E_1 = L \circ \mathcal{B}$, où $\mathcal{B}$ est l'image directe par f du faisceau de cohomologie de X : $\mathcal{B}^q(S) = H^q(f^{-1}S)$ $(S \subset Y)$, l'homomorphisme $\mathcal{B}^q(S_2) \to \mathcal{B}^q(S_1)$ $(S_1 \subset S_2)$, étant l'homomorphisme canonique (section). La différentielle d_1 agit sur E_1 comme suit : $d_1(\Sigma l_i \circ h_i) = \Sigma(dl_i) \circ h_i$, où $l_i \in L$, $h_i \in H(f^{-1} S l_i)$, et où d désigne cette fois-ci la différentielle de L.

E_0 dépend du choix des couvertures K et L, E_1 est indépendant de K, mais il dépend de L.

4. *Sur le terme* E_2. — M. Leray a démontré que le terme $E_2 = H(E_1) = H(L \circ \mathcal{B})$ est un invariant de l'application continue f, ainsi que l'est tout l'anneau spectral à partir de ce terme E_2.

Pour étudier ces invariants nous introduisons les définitions suivantes : (6) Nous disons que le faisceau $\mathcal{B}$ est *ordinaire* dans l'ouvert U de Y, si les conditions suivantes sont remplies : il existe un recouvrement ouvert $\{V\}$ de U, tel que, si C est compact, connexe, petit d'ordre $\{V\}$, alors : 1° la section $\mathcal{B}(C) \to \mathcal{B}(y)$ est *sur* pour chaque $y \in C$; 2° le *noyau* de cette section est *indépendant* de y (4). (7) Un $y \in Y$ est appelé *valeur ordinaire* de f, s'il est contenu dans un U, tel que (6) soit valable. (8) Si $y \in Y$ n'est pas ordinaire nous disons qu'il est une *valeur critique* de f. (9) Un point $x \in X$ est appelé *point ordinaire* de f, s'il admet un système fondamental de voisinages $\{W\}$, tel que la restriction de f sur W n'a que des valeurs ordinaires ; (10) les autres points de X sont appelés *critiques*.

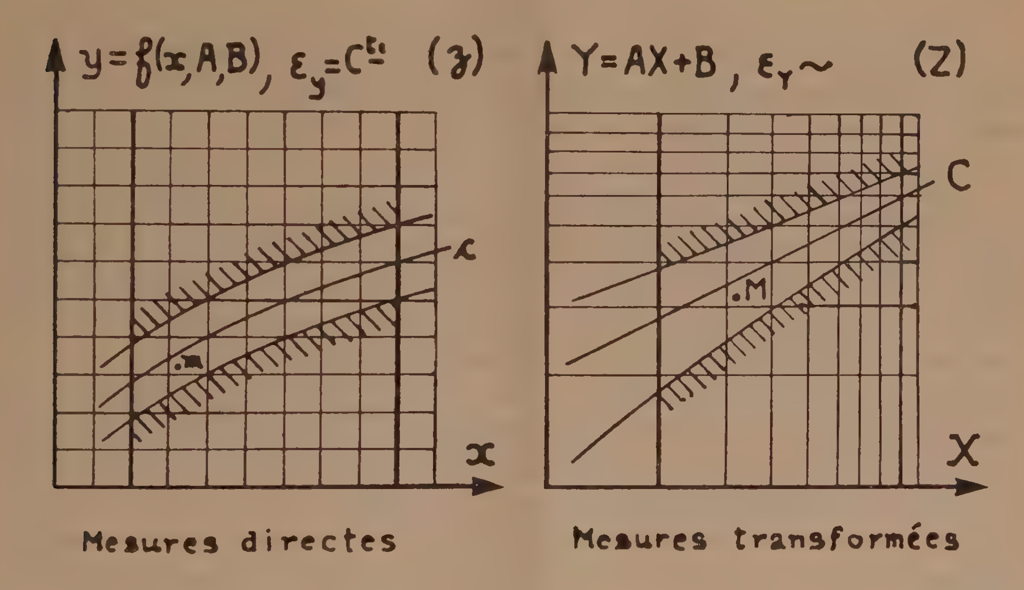
Toutes les applications antérieures de la théorie de Leray concernaient le « cas des espaces fibrés », où $\mathcal{B}(y) = H(F_y)$ $(F_y = f^{-1}y)$ est indépendant de y ($\mathcal{B}$ est ordinaire dans tout l'espace Y) (5). Ces applications sont basées sur un résultat de Leray, dont un cas particulier est par exemple l'énoncé suivant : Si X est fibré et est localement un produit, f est la projection de X sur la base Y, qui est localement et globalement simplement connexe, alors $E_2^{p,q} = H^p[Y, H^q(F)]$, où F est la fibre ([2], p. 180). Mais l'anneau spectral de f existe (et a les propriétés énumérées ci-dessus), même si $H(F_y)$ varie brusquement d'un point à un autre. Nous allons étudier précisément certains cas, où des variations brusques se produisent dans le faisceau $\mathcal{B}$. Notre tâche sera de trouver des renseignements concernant E_2 et de chercher des relations entre E_r et d'autres invariants de f

(4) Soit X un espace localement connexe. Si X est fibré et est localement un produit, f est la projection de X sur la base Y, qui est localement connexe, alors $\mathcal{B}$ est ordinaire dans tout Y (*cf.* Borel, [4], VIII-2, lemme 1).

(5) *Cf.*, par contre, l'introduction de Leray [1].

MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES. — *Mise en équation des résultats d'expériences. Lois empiriques linéarisées.* Note (*) de M. **Louis A. Sackmann**, transmise par M. Joseph Pérès.

Introduction. — Un phénomène y, fonction d'une variable indépendante x, a fait l'objet d'une série limitée de mesures établissant la correspondance entre les valeurs de la variable et les valeurs expérimentales de la fonction. Ces dernières sont entachées d'erreurs de mesure dont les unes, *systématiques*, sont supposées éliminées ou rendues négligeables, et les autres, *accidentelles*, soit δy, sont supposées admettre une limite supérieure ε_y commune à toutes les mesures effectuées (invariance du « poids » des mesures).



Ces résultats expérimentaux peuvent être utilisés de deux manières distinctes :

directement, (ce à quoi se borne très souvent le dépouillement du chercheur), soit, en faisant la *représentation graphique* de la fonction dont on trace, au mieux, la « courbe » passant par le nuage des points représentatifs dispersés, soit, en dressant le tableau des mesures en $x-y$, l'un ou l'autre de ces moyens permettant des opérations d'interpolation ou de relevés de points, compte tenu, bien entendu, des erreurs de mesure ε_y;

indirectement, en entreprenant la *mise en équation*, qui permettra de :

disposer d'une expression analytique commode et utile;

entreprendre la différentiation numérique (autrement impossible);

(*) Séance du 16 septembre 1952.

provoquer le cas échéant de nouveaux contrôles expérimentaux;
guider même des recherches théoriques sur le phénomène en question.

MISE EN ÉQUATION. — Il s'agit dans le cas le plus général de trouver d'abord la forme de la fonction $y = f(x)$, et ensuite ses coefficients numériques.

a. Recherche de la forme de l'équation. — Appliquant, comme le fait Rufener [1], la méthode des différences finies à des combinaisons de fonctions $\varphi(x) - \psi(y)$ telles que $\Delta\psi/\Delta\varphi$ soit sensiblement constant aux erreurs de mesure près, on aboutit à la loi empirique linéarisée

$$\psi(y) = A\varphi(x) + B, \tag{1}$$

d'où explicitement la fonction cherchée

$$y = f(x, A, B). \tag{1'}$$

b. Recherche des coefficients numériques. — Disposant d'un nombre de relations supérieur à celui des coefficients à trouver, on détermine A par la valeur moyenne des quotients $\Delta\psi/\Delta\varphi$, et B par la méthode des groupements.

CRITIQUE DE LA RECHERCHE DES COEFFICIENTS. — Si le principe fécond, mais quelque fois critiqué, de la recherche des fonctions φ et ψ ne peut être renversé, faute de mieux, celui de la recherche des coefficients A et B est sujet à caution, fournissant sans doute un résultat approché utilisable, mais dont la valeur intrinsèque peut être améliorée, en partant des mêmes fonctions φ et ψ, déduites des mêmes valeurs expérimentales x-y.

Nous soumettons à cet effet l'équation (1) à une analyse plus serrée. φ et ψ, *regardées comme des fonctions* $X = \varphi(x)$, $Y = \psi(y)$, *effectuent la transformation du plan* $xy(z)$ *sur le plan* $XY(Z)$, *établissant la correspondance biunivoque entre chaque point* m *de* (z) *et un point* M *de* (Z).

Si les fonctions de transformation φ et ψ sont convenablement choisies, la courbe $y = f(x)$ du plan (z) sera linéarisée dans le plan (Z) suivant l'équation $Y = AX + B$.

Or, dans le plan (z), qui donne la *représentation directe* des résultats de mesure (avec des échelles métriques en x et en y), les points m se dispersent suivant l'axe des y dans une bande d'égale largeur, soit $2\varepsilon_y$, ε_y étant par hypothèse la limite supérieure constante des erreurs de mesure. La ligne médiane c de cette bande de dispersion peut être considérée comme la courbe représentative la plus probable de l'équation cherchée $y = f(x)$.

Mais, dans le plan (Z), qui fournit une *représentation anamorphosée* des résultats de mesure (avec des échelles fonctionnelles X et Y), la bande de dispersion correspondante subit non seulement l'anamorphose de sa ligne médiane C qui devient la droite représentative $Y = AX + B$, mais encore

---

[1] E. RUFENER, *La mise en équation des résultats d'expériences*, Dunod, Paris, 1951.

celle de sa largeur suivant l'axe des Y, en vertu de la relation de différentiation

$$\delta Y = \frac{dY}{dy}\,\delta y. \qquad (2)$$

En effet, la dérivée dY/dy, rapport de « similitude verticale » de la transformation, n'est constante que si Y est linéaire en y, cas particulier dont l'étude relève malgré tout de l'analyse que nous ferons.

Il résulte donc de l'équation de dispersion (2) que la recherche des coefficients A et B de la droite $Y = AX + B$ ne peut être entreprise en attribuant aux points M de (Z) les valeurs brutes de leurs ordonnées, mais en les soumettant à une analyse combinatoire découlant de leur anamorphose variable, ce que nous exposerons dans une prochaine publication.

MÉCANIQUE. — *Sur la stabilité et la courbe intrinsèque.* Note de M. **Marcel Davin**, présentée par M. Henri Beghin.

L'hypothèse de Cauchy expliquant la cohésion par des interactions radiales, fonction de la distance, conduit à des formes particulières du potentiel élastique. Appliquant à une forme simple du potentiel obtenue dans ces conditions la théorie de la stabilité, on retrouve l'allure générale de la plupart des phénomènes qui caractérisent la déformation et la rupture de certains matériaux, notamment les pâtes de ciments et mortiers.

Certaines expressions du potentiel élastique obtenues par la considération des attractions de Cauchy, rendent assez bien compte des propriétés de certains matériaux fragiles.

Soit ρ la distance de deux centres d'attraction, celle qui annule l'attraction étant prise pour unité. Soit, pour expression de l'attraction,

$$F(\rho) = a(\rho - 1) + b(\rho - 1)^2 + c(\rho - 1)^3 + \ldots.$$

L'énergie potentielle du couple est

$$E = \int F(\rho)\,d\rho = \frac{a(\rho - 1)^2}{2} + \frac{b(\rho - 1)^3}{3} + \frac{c(\rho - 1)^4}{4} + \ldots. \qquad (1)$$

Tenons-nous-en aux deux premiers termes avec $a > 0$, $b < 0$.

Supposons que le solide subisse une dilatation e_2 suivant l'axe des y, des dilatations égales $e_1 = e_3$ suivant ceux des x et des z.

Soit $n\Delta\Omega\,\Delta V$ le nombre de liaisons contenues dans un élément de volume ΔV, orientées dans les limites d'un angle solide $\Delta\Omega$.

Soit λ l'angle d'une direction avec le plan des xz. Posons $t = \sin\lambda$.

L'énergie potentielle totale dans l'unité de volume est alors

$$E_1 = 4\pi n \int_0^{\frac{\pi}{2}} E\cos\lambda\,d\lambda = 4\pi n \int_0^1 E\,dt. \qquad (2)$$

E s'exprime en t par l'intermédiaire de son expression (1) en $\rho - 1$, et de

$$(3) \qquad \rho - 1 = e_1 + t^2(e_2 - e_1),$$

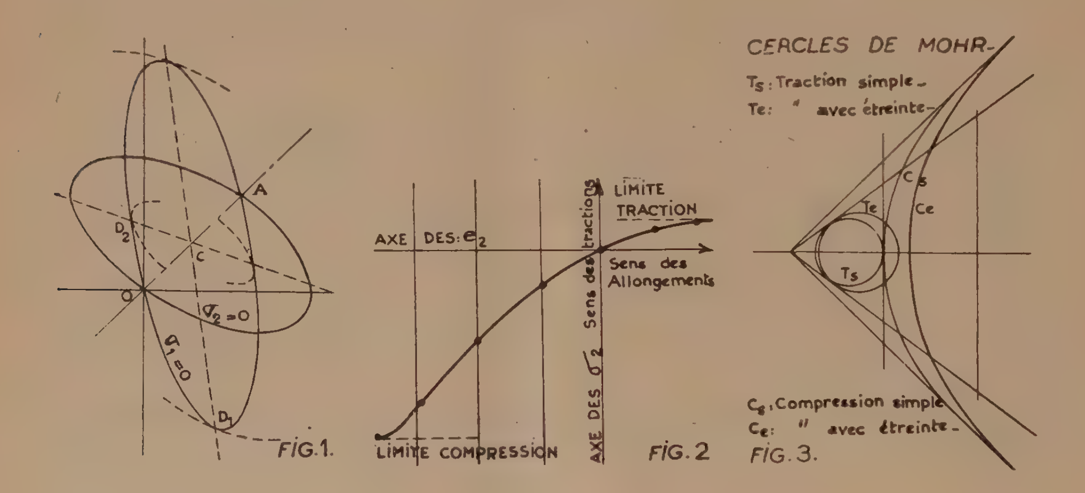
d'où E_I et les contraintes longitudinales σ_2, transversales σ_1,

$$(4) \qquad \frac{E_I}{4\pi n} = \frac{a}{2}\left(\frac{8}{15}e_1^2 + \frac{4}{15}e_1 e_2 + \frac{1}{5}e_2^2\right) + \frac{b}{3}\left(\frac{16}{35}e_1^3 + \frac{8}{35}e_1^2 e_2 + \frac{6}{35}e_1 e_2^2 + \frac{e_2^3}{7}\right),$$

$$(5) \qquad \frac{1}{4\pi n}\frac{\partial E_I}{\partial e_1} = \frac{a}{15}(8e_1 + 2e_2) + \frac{b}{105}(48e_1^2 + 16e_1 e_2 + 6e_2^2) = \frac{1}{4\pi n} \times 2\sigma_1,$$

$$(6) \qquad \frac{1}{4\pi n}\frac{\partial E_I}{\partial e_2} = \frac{a}{15}(2e_1 + 3e_2) + \frac{b}{105}(8e_1^2 + 12e_1 e_2 + 15e_2^2) = \frac{1}{4\pi n} \times \sigma_2.$$

Dans le plan des $e_1 e_2$, $\sigma_1 = 0$ et $\sigma_2 = 0$ sont les équations de deux ellipses passant par l'origine, ayant même centre $e_1 = e_2 = -(a/2b)$. Si, suivant



l'ellipse $\sigma_1 = 0$, on trace la courbe σ_2 en fonction de e_2 (*fig.* 2), on observe deux maxima de valeur absolue, l'un positif, l'autre négatif. Le rapport des deux contraintes limites est environ 6,5.

La condition limite de stabilité est

$$(7) \qquad \frac{\partial^2 E_I}{\partial e_1^2}\frac{\partial^2 E_I}{\partial e_2^2} = \left(\frac{\partial^2 E_I}{\partial e_1 \partial e_2}\right)^2.$$

Elle est de la forme

$$(8) \qquad \Delta_{1,1}\Delta_{2,2} = \Delta_{1,2}^2, \qquad \text{où} \quad \Delta_{1,1} = 0, \qquad \Delta_{2,2} = 0, \qquad \Delta_{1,2} = 0$$

sont les équations de trois droites *concourantes* au centre commun. Cette forme est équivalente à $D_1 D_2 = 0$ et représente les deux diamètres conjugués l'un de l'autre à la fois par rapport aux deux ellipses. Leurs coefficients angulaires sont $-4 \pm 2\sqrt{10/3}$.

Seules les demi-droites CD_1, CD_2 sont à retenir. Le long de CD_2, on a

$$\frac{\sigma_1+\dfrac{4\pi n a^2}{12b}}{\sigma_2+\dfrac{4\pi n a^2}{12b}}=2+\sqrt{\frac{10}{3}},$$

et le long de CD_1,

$$\frac{\sigma_1+\dfrac{4\pi n a^2}{12b}}{\sigma_2+\dfrac{4\pi n a^2}{12b}}=2-\sqrt{\frac{10}{3}}.$$

Les deux courbes intrinsèques correspondantes sont représentées figure 3.

On objectera que $F(\rho)$ limitée à deux termes a une allure certainement très différente de la réalité.

$F(\rho)$, nulle pour $\rho=1$ et du même signe que ρ, devient très grande par valeurs négatives pour ρ_0 comprise entre zéro et 1 (notion de covolume) et passe par un maximum pour $\rho>1$, mais pour rester $>a$ et tendre ensuite vers zéro qu'il atteint pour $\rho=\rho_n$ (ρ_n-1 petit).

Dans ces conditions on peut encore établir :

1° que pour $\sigma_1=0$, σ_2 en fonction de e_2 présente un maximum de valeur absolue aussi bien en compression qu'en traction;

2° que les courbes intrinsèques ont des points anguleux au point de décohésion ($\sigma_1=\sigma_2>0$) avec les mêmes angles que dans le cas de $F(\rho)$ binome.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Un théorème d'unicité pour les écoulements d'un liquide parfait, pesant.* Note (*) de M. **Robert Gerber**, transmise par M. Henri Villat.

Dans un travail antérieur [1], dont nous respectons les notations, nous avons énoncé un théorème d'existence pour un problème aux limites non linéaire, posé relativement à l'équation de Laplace. Nous nous proposons de compléter ce résultat par une discussion d'unicité.

Les méthodes de M. J. Leray [2] permettent tout d'abord de ramener la question au problème aux limites ci-après, du type envisagé par M. Weinstein. Dans le rectangle $\mathcal{R}$ du plan $f=\varphi+i\psi$, soit $\beta(\varphi,\psi)$ la fonction harmonique et régulière, assujettie à vérifier les conditions aux limites suivantes où $\theta(\varphi,\psi)$

(*) Séance du 29 septembre 1952.

[1] *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1261.

[2] *Commentarii Mathematici Helvetici*, 8, 1936, p. 250-263. On trouvera un exposé complet de la question dans la Thèse de M. J. Kravtchenko, *Journ. de Mathématiques*, 20, 1941, p. 235-303.

et $T(\varphi, \psi)$ sont des fonctions supposées connues

$$\beta = 0 \quad \text{sur} \quad \psi = 0,$$
$$\frac{\partial\beta}{\partial\varphi} = 0 \quad \text{sur} \quad \varphi = 0 \quad \text{et sur} \quad \varphi = \varphi_0,$$
$$\frac{\partial\beta}{\partial\psi} = \beta\left(\frac{\partial\theta}{\partial\varphi} + \frac{g}{V_0^3}e^{-3T}\cos\theta\right) \quad \text{sur} \quad \psi = \psi_0.$$

Le théorème d'unicité sera valable pour chaque catégorie de données pour lesquelles la seule solution du problème précédent est $\beta \equiv 0$. Posons

$$\frac{df}{dz} = u - iv;$$

M. C. Jacob ([3]) a montré que sur $\psi = \psi_0$:

$$\frac{\partial u}{\partial\psi} = u\left(\frac{d\theta}{d\varphi} + \frac{g}{V_0^3}e^{-3T}\cos\theta\right) - \frac{g}{V_0^2}e^{-2T}.$$

Pour les écoulements que nous étudions la fonction $u(\varphi, \psi)$ est positive et non nulle sur $\mathcal{D}$ et sa frontière.

Partons de l'identité

$$(1) \qquad \int_{\mathcal{C}}\left[\beta\frac{d\beta}{dn} - \frac{\beta^2}{u}\frac{du}{dn}\right]dl = \iint_{\mathcal{D}}\left[\left(\frac{\partial\beta}{\partial\psi} - \frac{\beta}{u}\frac{\partial u}{\partial\psi}\right)^2 + \left(\frac{\partial\beta}{\partial\varphi} - \frac{\beta}{u}\frac{\partial u}{\partial\varphi}\right)^2\right]d\psi\, d\varphi,$$

où $\mathcal{C}$ désigne le contour de $\mathcal{D}$ et d/dn la dérivée normale extérieure. Cette identité est valable en vertu de la condition $u \neq 0$ sur $\mathcal{D} + \mathcal{C}$. En posant $\beta = \eta u$, (1) entraîne, compte tenu des conditions limites satisfaites par u et β

$$(2) \qquad \iint_{\mathcal{D}}\left[\left(\frac{\partial\eta}{\partial\varphi}\right)^2 + \left(\frac{\partial\eta}{\partial\psi}\right)^2\right]d\varphi\, d\psi \leq A\psi_0\iint_{\mathcal{D}}\left(\frac{\partial\eta}{\partial\psi}\right)^2 d\varphi\, d\psi,$$

avec

$$A = \frac{\operatorname{Max}\left[\frac{g}{V_0^2}u(\varphi, \psi_0)\, e^{-2T(\varphi,\psi_0)}\right]}{\operatorname{Min} u^2(\varphi, \psi)}.$$

Il en résulte que (2) est impossible si $\beta \neq 0$ chaque fois que $A\psi_0 < 1$. Nous montrons qu'il suffit pour celà que les conditions suivantes soient vérifiées par les données :

$$\left(1 + \frac{\pi}{2}\right)\frac{g\psi_0}{V_0^3} < \frac{\pi}{2} - \operatorname{Max}|\theta(l)|,$$

$$\frac{g\psi_0}{V_0^3} < \operatorname{Min}\cos^2\theta(l)\, e^{-\frac{\frac{\psi_0}{\pi V_0}\operatorname{Max}\left|\frac{d\theta}{dl}\right| + \pi\left|\operatorname{Log\,th}\frac{1}{4}\right|}{\frac{\pi}{2} - \operatorname{Max}|\theta(l)|}}.$$

([3]) *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 539.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la théorie tourbillonnaire du profil portant en régime non stationnaire.* Note (*) de M. **Jean-Jacques Moreau**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans une théorie linéarisée du profil mince en régime non stationnaire, Birnbaum et ses successeurs invoquent une répartition tourbillonnaire curviligne équivalente. Les charges tourbillonnaires sont dissociées en deux sortes, susceptibles de conversion mutuelle : les *tourbillons liés*, attachés au profil et les *tourbillons libres*, emportés par le fluide. Les expressions fournies par la théorie linéarisée pour le calcul des efforts sur le profil équivalent alors à une application locale de la règle de Joukowsky aux tourbillons liés.

Nous montrons que ce résultat est rigoureux et général, pour un fluide parfait incompressible, même sans potentiel des vitesses. On découvre alors toutefois le caractère arbitraire de cette dissociation de la couche de glissement en éléments tourbillonnaires de deux sortes et un point de vue plus simple vient s'imposer naturellement.

Soit C une *ligne de discontinuité contrainte*, c'est-à-dire séparant deux portions D′ et D″ de fluide à des pressions différentes, évoluant de manière quelconque. Soit

$$\zeta = \frac{1}{2}(u'_T - u''_T)$$

la densité linéaire de la répartition tourbillonnaire équivalente. Nos études sur les discontinuités libres (¹) ont imposé comme vitesse conventionnelle *dans* la couche de glissement, la *vitesse médiane*

$$\vec{u}^M = \frac{1}{2}(\vec{u}' + \vec{u}'').$$

Un calcul de cinématique donne, pour la discontinuité tangentielle d'accélération,

$$J'_T - J''_T = 2\left(\frac{D_M}{Dt}\zeta + \lambda_M \zeta\right), \tag{1}$$

où λ_M est la dilatation linéaire de la *couche médiane* C_M. On note D^M/Dt une dérivée prise en suivant un élément de cette couche.

L'annulation de $J'_T - J''_T$ (cas de la discontinuité libre) exprime ainsi que la *charge tourbillonnaire* de tout arc entraîné dans le mouvement de la couche C_M reste invariante au cours du temps.

Dans le cas général on peut concevoir comme suit une *bipartition des charges* entre deux couches différentes, par exemple C_M et une autre couche de référence C_R, glissant sur C : On décompose ζ en deux termes ζ_M et ζ_R de telle

(*) Séance du 16 juin 1952.

sorte que la dérivée par rapport au temps de la charge totale d'un arc $A_R B_R$, lié à C_R,

$$\frac{d}{dt}\int_{A_R}^{B_R} \zeta\, ds = \int_{A_R}^{B_R} \left(\frac{D^R}{Dt}\zeta + \lambda_R \zeta\right) ds$$

dépende uniquement du mouvement des charges de densité ζ_M, *dites liées à* C_M, qui franchissent les bornes A_R et B_R, selon le bilan

$$-[\zeta_M(u_T^M - u_T^R)].$$

Cela donne la condition locale

$$\frac{D^R}{Dt}\zeta + \lambda_R \zeta + \frac{\partial}{\partial s}[\zeta_M(u_T^M - u_T^R)] = 0,$$

d'ailleurs symétrique en R et M, car les deux couches jouent des rôles réciproques. La relation (1) devient alors

$$J'_T - J''_T = -2\frac{\partial}{\partial s}[\zeta_R(u_T^R - u_T^M)],$$

d'où, en tenant compte de l'équation de l'hydrodynamique et en intégrant par rapport à s,

$$p' - p'' = 2\rho\zeta_R(u_T^R - u_T^M) + K(t).$$

Dans le cas d'une aile, la considération du bord d'attaque fournit K nul et la force subie par un élément ds de C s'écrit

(2) $$df = 2\rho\zeta_R(u_T^R - u_T^M)\, ds = \rho(u_T^R - u_T^M)\, d\Gamma_R,$$

ce qui est bien un aspect local de la formule de Joukowsky.

Le choix des vitesses de u_T^R des éléments de C_R est complètement arbitraire. On pourra prendre u_T^R nul (couche en déplacement normal). Dans le cas particulier où C est indéformable, on pourra encore définir C_R comme géométriquement liée à C (cela nous ramène au point de vue de Birnbaum). Mais dans tous les cas il paraît plus simple de déterminer C_R de manière que ζ_M soit nul, c'est-à-dire

$$\frac{D^R}{Dt}\zeta + \lambda_R \zeta = 0,$$

d'où u_T^R à une constante d'intégration près (fixée au bord d'attaque). C_R est alors une couche transportant les charges tourbillonnaires conservativement : *elle définit le mouvement propre des tourbillons*. La parenthèse de la formule (2) représente à ce moment la vitesse de déplacement relatif des tourbillons par rapport à la couche médiane, vitesse nulle dans une discontinuité libre.

Un profil épais peut être remplacé par un domaine fluide enclos dans une ligne de discontinuité contrainte. Noter toutefois que le mouvement en bloc du

fluide intérieur ne peut se concevoir que si la rotation du profil est nulle ou uniforme. On pourra également construire dans le même esprit que ci-dessus, une théorie tourbillonnaire du glissement sur une paroi solide.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Nouvelle conception du tracé des tuyères supersoniques pour souffleries.* Note (*) de M. **Pierre Carrière**, présentée par M. Georges Darrieus.

La méthode consiste à utiliser pour certains problèmes, des tuyères telles que le nombre de Mach uniforme recherché ne soit obtenu que dans une portion centrale de l'écoulement, les vitesses restant plus basses à la périphérie. On peut ainsi accroître considérablement les performances d'une installation existante et résoudre plus commodément certains problèmes pratiques posés par la mise au point d'une soufflerie supersonique.

1. Soit T_0 la tuyère de forme classique correspondant au nombre de Mach maximum M_0 réalisable dans une installation donnée (débit et rapport de compression fixés). Soit S_c l'aire du col de T_0 et S l'aire de la chambre d'expérience. Construisons sur S_c une tuyère supersonique classique pour un nombre de Mach $M_1 > M_0$ et limitons son profil aux points A et B où l'aire de la section droite égale S. Nous obtenons ainsi une tuyère tronquée T_1 caractérisée par les propriétés suivantes :

1° Le débit de T_0 et de T_1 est le même, donc le rapport de compression des machines est conservé.

2° Le nombre de Mach $M_1 > M_0$ est réalisé dans le domaine PQQ′P′ limité en amont par les deux lignes de Mach PQ et PQ′ issues du point P de l'axe où le nombre de Mach M_1 est réalisé d'après le profil de T_1 et par les deux ondes de choc AQP′, BQ′P′ issues des discontinuités introduites en A et B par le changement brusque imposé à la direction de la vitesse.

3° Au droit de QQ′ et à l'extérieur du domaine (M_1) les vitesses sont considérablement plus basses. Un calcul élémentaire montre que l'onde de choc d'amorçage arrivant dans cette zone crée au total une perte de charge légèrement inférieure à celle qu'elle donne dans la tuyère T_0.

4° L'encombrement transversal de (T_1) est le même que pour (T_0).

Il résulte de ces propriétés que sans rien changer à l'installation, on pourra amorcer la tuyère (T_1) et par suite obtenir localement le nombre de Mach $M_1 > M_0$ cherché.

Pour fixer les idées, la figure 2 indique les résultats du calcul rigoureux par la méthode des caractéristiques appliqué à une installation dont le Mach maximum M_0 serait par exemple de 4,25, et donne en fonction de M_1 :

$$\frac{PP'}{AB} = L, \qquad \frac{QQ'}{AB} = H \qquad (\textit{fig. 1})$$

(*) Séance du 29 septembre 1952.

et le rapport ϖ_1/ϖ_0 des facteurs de compression nécessaires pour l'amorçage pour (T_1) et pour (T_0).

Il en résulte que la tuyère tronquée permet de porter à 5 environ le Mach maximum réalisable, autour d'un modèle dont la longueur pourra atteindre environ les 3/4 de la hauteur de la chambre d'expérience et l'envergure maximum, les 2/10 de celle-ci.

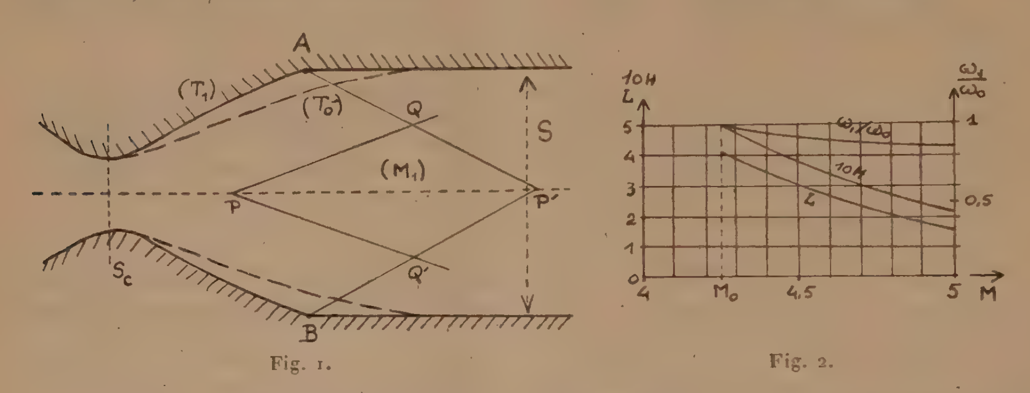


Fig. 1. Fig. 2.

Le principe des tuyères tronquées peut d'ailleurs être avantageusement appliqué par exemple :

1° à la construction de tuyères déformables *à col constant* et à Mach variable, en facilitant la solution mécanique du problème (longueur à peu près constante du profil à partir du col), la limite supérieure de M étant fixée par le minimum acceptable de la longueur L pour un modèle donné ;

2° à la construction de tuyères fixes mieux adaptées que les tuyères classiques aux caractéristiques de marche de machines données, puisqu'elles assurent une certaine liberté dans le choix du rapport S/S_c, pour chaque nombre de Mach.

On remarquera enfin que la réduction du domaine de mesure qu'entraîne la tuyère tronquée est rarement préjudiciable, car sauf aux petits nombres de Mach, on n'utilise qu'exceptionnellement la totalité du domaine de mesure des tuyères classiques.

AÉRODYNAMIQUE. — *Étude de la courbure au sommet d'une onde de choc attachée dans un écoulement plan non stationnaire.* Note (*) de M. **Henri Cabannes**, transmise par M. Joseph Pérès.

Étude de l'onde attachée à la pointe d'un obstacle placé dans un courant supersonique uniforme, lorsque l'obstacle est animé d'une rotation autour de sa pointe. En modifiant la vitesse angulaire de rotation, on peut obtenir n'importe quelle valeur, positive ou négative, pour la courbure du choc à la pointe; il y a exception pour deux positions particulières de l'obstacle, pour lesquelles cette courbure est infinie.

(*) Séance du 16 septembre 1951.

1. Le plan est rapporté aux coordonnées polaires r et θ; t désigne le temps. On désigne par u et v les composantes cartésiennes de la vitesse sur les directions $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$; ρ est la densité, p la pression; $\bar{c}$, $\bar{\rho}$ et $\bar{p}$ représentent la célérité du son, la densité et la pression dans l'écoulement uniforme avant le choc. On pose

$$(1)\quad \begin{cases} u(r, \theta, t) = \bar{c}\,\{u_0(\theta, t) + r\,u_1(\theta, t) + \ldots\}, \\ v(r, \theta, t) = \bar{c}\,\{v_0(\theta, t) + r\,v_1(\theta, t) + \ldots\}, \\ \bar{\rho} : \rho(r, \theta, t) = \quad \alpha_0(\theta, t) + r\,\alpha_1(\theta, t) + \ldots, \\ p(r, \theta, t) = \bar{p}\,\{p_0(\theta, t) + r\,p_1(\theta, t) + \ldots\}. \end{cases}$$

En écrivant les équations des mouvements plans non stationnaires, on trouve que les fonctions d'indice zéro représentent à chaque instant soit un écoulement uniforme, soit une détente de Meyer. La première solution, que nous étudierons seule, contient quatre fonctions arbitraires du temps :

$$(2)\quad u_0(\theta, t) = u_0(t),\ v_0(\theta, t) = v_0(t),\ \alpha_0(\theta, t) = \alpha_0(t),\ p_0(\theta, t) = p_0(t).$$

Les fonctions d'indice zéro étant indépendantes de θ, on trouve que les fonctions d'indice 1 possèdent la forme suivante :

$$(3)\quad \begin{cases} u_1(\theta, t) = \lambda_1(t)\cos\theta + \lambda_2(t)\sin\theta, \\ v_1(\theta, t) = \mu_1(t)\cos\theta + \mu_2(t)\sin\theta, \\ \alpha_1(\theta, t) = \nu_1(t)\cos\theta + \nu_2(t)\sin\theta, \\ p_1(\theta, t) = \sigma_1(t)\cos\theta + \sigma_2(t)\sin\theta. \end{cases}$$

Les huit fonctions du temps introduites dans les formules (3) sont liées par quatre relations, si bien que les fonctions d'indice 1 dépendent encore de quatre fonctions arbitraires du temps.

2. Nous écrivons que l'écoulement défini par les formules (1), (2) et (3) est engendré par choc dans un écoulement uniforme, suivant une certaine courbe d'équation polaire $\theta = F(r, t) = F_0(t) - [r/2\,R(t)] + \ldots$, et qu'il contourne un obstacle donné animé d'un mouvement de rotation autour du point O. Nous nous plaçons uniquement dans le cas où l'onde de choc est attachée; l'équation de l'obstacle est la suivante : $\theta = \omega(t) - (r/2\mathcal{R}) + \ldots$ (les termes non écrits sont indépendants du temps). L'écoulement amont est parallèle à la direction $\theta = 0$ et a pour nombre de Mach $\overline{M}$.

Les conditions précédentes déterminent toutes les fonctions arbitraires du temps introduites dans les formules (2) et (3). On en déduit en particulier la valeur du rayon de courbure $R(t)$ de l'onde de choc au point O :

$$(4)\quad \frac{R(t)}{\mathcal{R}} = \frac{f\{\overline{M}, \omega(t)\}}{1 + \dfrac{\mathcal{R}\,\omega'(t)}{\bar{c}}\, g\{\overline{M}, \omega(t)\}}.$$

La fonction $f\{\overline{M}, \omega\}$ correspond à l'écoulement stationnaire ; elle est définie pour $0 \leqq \omega \leqq \omega_m(\overline{M})$ et possède deux déterminations [1]. La plus grande détermination, qui correspond au choc faible (choc réel), s'annule pour un certain angle $\omega = \omega_c$ (angle de Crocco); elle est infinie pour $\omega = 0$, positive pour $0 \leqq \omega < \omega_c$, négative pour $\omega_c < \omega \leqq \omega_m$.

La fonction $g\{\overline{M}, \omega\}$ détermine l'influence du mouvement propre de l'obstacle; elle est également définie pour $0 \leqq \omega \leqq \omega_m(\overline{M})$ et possède deux déterminations. La plus grande détermination, qui correspond au choc faible, est toujours positive; elle est infinie pour $\omega = 0$ et pour $\omega = \omega_m$.

3. L'obstacle étant supposé convexe vers l'amont, $\mathcal{R}$ est positif et l'on peut énoncer les résultats suivants :

1° Lorsque la fonction $\omega(t)$ est croissante, le rayon de courbure du choc à la pointe R possède, pour chaque position de l'obstacle, le même signe que dans l'écoulement stationnaire.

Lorsque la fonction $\omega(t)$ décroît rapidement, les signes de R dans les écoulements stationnaire et non stationnaire sont différents.

Lorsque la fonction $\omega(t)$ décroît lentement, les signes de R dans les écoulements stationnaire et non stationnaire sont différents pour les valeurs de ω voisines de 0 ou de ω_m; pour les autres valeurs de ω, les signes sont identiques.

2° Pour $\omega = 0$. R est infini dans l'écoulement stationnaire, mais possède une valeur finie dans l'écoulement non stationnaire.

Pour $\omega = \omega_c$, R est nul pour toutes les valeurs de $\omega'(t)$, sauf pour celle qui annule le dénominateur du second membre de la formule (4). Pour cette valeur exceptionnelle de $\omega'(t)$, le rapport $R/\mathcal{R}$ est positif.

Pour $\omega = \omega_m$, R est nul pour toutes les valeurs de $\omega'(t)$ sauf pour $\omega'(t) = 0$ (écoulement stationnaire); pour cette valeur, le rapport $R/\mathcal{R}$ est négatif.

Le dernier résultat montre en particulier que, dans les écoulements non stationnaires, l'onde de choc attachée possède toujours une courbure au sommet infinie au moment de sa transformation en onde de choc détachée.

---

[1] Le cas des écoulements stationnaires $\omega'(t) = 0$ a déjà été étudié par L. Crocco, *Atti del I° Congresso dell' Union Matematica Italiana*, p. 597-615; par T. Y. Thomas, *Journal of Mathematics and Physics*. 27, p. 279-297 et par H. Cabannes, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 923-925 et 230, 1950, p. 1830-1832; *Ann. de l'École Norm. Sup.*, 69, fasc. 1.

BALISTIQUE. — *Sur une nouvelle méthode pour déterminer en soufflerie les caractéristiques aérodynamiques des projectiles.* Note (*) de M. **André Auriol**, présentée par M. Georges Darrieus.

Une maquette est lancée à faible vitesse dans une soufflerie. L'étude de son mouvement permet la détermination de sa traînée et de sa stabilité. Cette méthode élimine l'influence du support et présente par rapport au tunnel de tir, l'avantage d'une plus grande simplicité. Cette Note rend compte des premiers essais effectués.

1. *Principe.* — Dans une soufflerie verticale, on lance, à contre-courant, un projectile, avec une vitesse de quelques mètres par seconde. Si, pour fixer les idées, le projectile est lancé vers le haut, la pesanteur et la résistance de l'air diminuent progressivement sa vitesse, l'annulent, puis la font changer de signe. L'étude de la trajectoire par les méthodes de balistique employées au tunnel de tir permet de déterminer les caractéristiques aérodynamiques du projectile : C_x, C_z, C_m, etc.

D'autres variantes sont possibles suivant l'équipement dont on dispose :

1° Si l'écoulement est dirigé de bas en haut, on peut choisir une pression génératrice telle que la résistance de l'air et la pesanteur soient égales, ou du moins très voisines. Le mouvement du projectile peut alors être rendu relativement lent.

2° Si l'écoulement est horizontal, le projectile décrit une parabole à axe horizontal.

2. *Exemple.* — On utilise une soufflerie verticale dont l'écoulement est dirigé de bas en haut : $M = 2$; pression génératrice, 1 atm. On lance un projectile en acier : calibre, 2 cm; longueur, 15 cm; vitesse de lancement du projectile, 6,3 m/s.

Pour un $C_x = 0,7$, la vitesse du projectile s'annule et change de signe au bout d'un parcours de 50 cm et d'un temps de 1,6/10 de seconde. Pendant les 3,2/10 de seconde que dure l'observation, le projectile aura effectué, autour de son centre de gravité, autant d'oscillations que la même maquette lancée avec le même nombre de Mach au tunnel de tir sur 78 m.

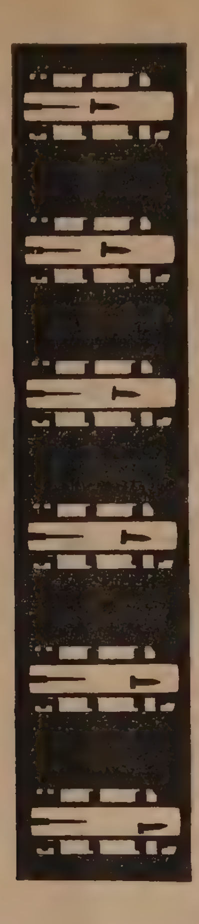
Une caméra à grande vitesse donne facilement une image tous les 1/100 de seconde et le temps exact de l'observation.

3. *Expériences déjà réalisées.* — Pour des raisons pratiques, nous avons utilisé une soufflerie verticale de haut en bas ($M = 2,7$; veine, 7×11 cm; maquette de laiton : calibre, 1,5 cm; longueur, 7 cm).

Malgré l'exiguïté de la veine, on a pu lancer des maquettes jusqu'à des distances de 20 cm sans heurter les parois. Des films ont été réalisés à partir desquels on a calculé les C_x (vues jointes).

(*) Séance du 29 septembre 1952.

4. *Avantages de la méthode.* — 1° Par rapport aux mesures dynamométriques en soufflerie : élimination de l'influence du support.



2° Par rapport au tunnel de tir : méthode moins coûteuse et plus simple permettant d'atteindre des nombres de Mach plus élevés.

3° La méthode proposée n'exige que des souffleries à temps de rafale très courts, donc faciles à construire.

THÉORIE DES ULTRASONS. — *Longueur critique pour la propagation des ondes libres dans un fluide visqueux.* Note (*) de M. **Clifford Truesdell**, transmise par M. Henri Villat.

C'est à Stokes que nous devons les premiers pas de la théorie de la propagation des ondes planes infinitésimales dans les fluides purs visqueux et piézotropes $(p=p(\rho))$. Mais ses résultats, bien que couramment cités, ne sont

(*) Séance du 29 septembre 1952.

présentés dans la bibliographie des ultrasons que sous une forme modifiée. On les a linéarisés à l'égard de la fréquence. Or, pour les ondes forcées, on a commencé enfin à trouver pour les conséquences *rigoureuses* de l'équation de Stokes (ou de Stokes-Kirchhoff) aux très hautes fréquences des confirmations frappantes par l'expérience (1). Pour les ondes *libres* on ne connaît que les remarques brèves de MM. Markham, Beyer et Lindsay (2), qui ont noté « the prediction of a frequency cutoff ». C'est ce que nous nous proposons d'examiner ici.

Bien que Stokes ait réduit les deux coefficients de viscosité à un seul par la relation $3\lambda + 2\mu = 0$, on sait (3) aujourd'hui qu'une telle liaison se trouve entièrement en défaut pour la plupart des fluides, et l'on rétablit le nombre $V = 2 + (\lambda/\mu)$ comme paramètre matériel indépendant. Le résultat de Stokes, corrigé par l'insertion de V à la place de 4/3, donne donc en écrivant $V_0^2 = dp/d\rho$, $S = \mu/(\rho l V_0)$,

$$p = p_0 \exp\left[-A\frac{2\pi V_0}{l}t\right]\cos\left[\frac{2\pi}{l}(\pm x + V t)\right], \tag{1}$$

$$A = \pi V S, \qquad \left(\frac{V}{V_0}\right)^2 = 1 - \pi^2 V^2 S^2, \tag{2}$$

d'où $(V/V_0)^2 + A^2 = 1$: la courbe de A en fonction de V/V_0 est un quart du cercle unitaire.

Mais ces formules ne sont valables que pour les ondes longues pour lesquelles $\pi V S \leqq 1$. Pour les ondes plus courtes, il faut les remplacer par

$$A = \pi V S + (\pi^2 V^2 S^2 - 1)^{\frac{1}{2}}, \qquad V = 0. \tag{3}$$

Il existe donc une *longueur critique* l_c,

$$l_c = \pi V \frac{\mu}{\rho V_0}, \tag{4}$$

telle que les ondes plus courtes sont *hyperamorties* (anglais « overdamped ») et ne se propagent pas. Autrement dit, le coefficient A est fonction monotone et croissante de l^{-1} ; après la valeur $A = 1$, les ondes s'amortissent sans propagation. De plus, on a $A/(2\pi V S) \uparrow 1$.

Naturellement il ne faut pas pousser l'interprétation physique des théorèmes hydrodynamiques jusqu'à l'échelle intermoléculaire, où le fluide ne peut plus être considéré comme milieu continu. Mais nous insistons sur la conclusion

---

(1) J. Frenkel et F. Obrastzov, *J. Phys. U. S. S. R.*, 2, 1940, p. 131 ; S. B. Gurevich, *Doklady*, 55, 1947, p. 17 ; M. Greenspan, *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 197 ; *J. Acoust. Soc.*, 22, 1950, p. 568.

(2) *Rev. Mod. Phys.*, 23, 1951, p. 353.

(3) L. Mandelstam et M. Leontovič, *Doklady*, 3, 1936, p. 111 ; L. Tisza, *Phys. Rev.*, 61, 1942, p. 531 ; S. Karim et L. Rosenhead, *Rev. Mod. Phys.*, 24, 1952, p. 108, etc.

importante : plus grand est V, plus l_c l'est aussi. Pour les fluides dans lesquels V est grand, la fréquence de coupure peut donc devenir assez basse pour la pratique.

Voici des ordres de grandeurs numériques (⁴) :

Fluide.	V.	l_c (cm).
Eau, 15°C	2	5.10^{-7}
Benzol, 15°C	100	2.10^{-5}
CS_2, 15°C	200	2.10^{-5}
CCl_4, 15°C	30	6.10^{-5}
Ne, 0°C, 1 atm	3,6	9.10^{-5}
H_2, 0°C, 1 atm	24	5.10^{-4}
CO_2, 0°C, 1 atm	2000	2.10^{-2}

Il semble que les dernières longueurs ne soient pas trop courtes, ni pour la validité des équations hydrodynamiques ni pour la pratique actuelle.

Nous avons négligé l'effet de la conductibilité thermique, dont il n'existe encore aucune analyse pour les ondes libres.

HAUTES TEMPÉRATURES. — *Sur la réalisation d'un four solaire semi-industriel au Laboratoire de Mont-Louis (Pyrénées-Orientales).* Note de M. **Félix Trombe**, présentée par M. Paul Lebeau.

La construction d'un four solaire semi-industriel comportait comme principale difficulté la réalisation d'un paraboloïde de très grandes dimensions susceptible de concentrer, à son foyer, des quantités importantes d'énergie solaire.

Le montage qui vient d'être terminé, au cours de l'année 1952, au Laboratoire de l'Énergie Solaire de Mont-Louis, grâce au concours du Comité d'Action Scientifique de Défense Nationale, du Centre National de la Recherche Scientifique et du Service des Poudres, peut fournir, sous forme thermique, une puissance de 75 kW. Il se compose d'un orienteur plan de 125 m² qui renvoie, suivant un axe horizontal, un faisceau de lumière parallèle sur un miroir convergent (paraboloïde de 90 m²).

L'orienteur supporte 500 glaces planes de 50 × 50 cm dont les plans réflecteurs sont rendus parallèles par réglage optique. Sa rotation autour de deux axes perpendiculaires est obtenue par l'action de vérins fonctionnant sous pression d'huile.

(⁴) Les valeurs de V sont déterminées comme il suit : pour les liquides, expériences directes de L. Liebermann, (*Phys. Rev.*, 75, p. 1415 et 76, 1949, p. 440); pour les gaz, le CO_2 excepté, des coefficients d'absorption donnés en Tablean 49 de L. Bergmann (*Der Ultraschall*, 5ᵉ éd., Zürich, 1949); pour le CO_2, ceux (sans doute trop grands) de Tisza, (*loc. cit.*).

L'appareil est réglé automatiquement par un dispositif optique secondaire comportant l'éclairement de cellules photoélectriques lorsque, par suite du déplacement du Soleil, le rayonnement qu'il réfléchit n'est plus parallèle à l'axe optique du paraboloïde. Le courant des cellules, amplifié électroniquement, agit directement sur les tiroirs distribuant l'huile sous pression vers les vérins commandant la position de l'héliostat.

On réalise ainsi, de façon continue et sans aucune oscillation, la mise en direction du rayonnement solaire parallèlement à l'axe du paraboloïde. Il a été vérifié que les changements accidentels d'orientation du rayonnement réfléchi dus, par exemple, à l'action du vent sur l'orienteur, étaient corrigés automatiquement avec une grande rapidité (moins d'une demi-seconde).

La carcasse du miroir convergent est composée de 5 couronnes coaxiales à peu près équidistantes les unes des autres et situées sur un paraboloïde fictif de 6 m de distance focale. Sur ces couronnes viennent s'appuyer des plans supports trapézoïdaux, d'une surface moyenne de 0,7 m², et dont l'orientation est réglable. Chacun de ces plans porte 24 glaces élémentaires.

La concentration de l'énergie solaire au moyen de cet appareil s'inspire des principes suivants :

a. superposition des images données par les glaces élémentaires;

b. courbure de chacune des glaces élémentaires par contrainte mécanique permanente, de manière à réduire à une surface minimum l'image du Soleil qu'elles donnent au « foyer ».

Ce procédé permet de diminuer beaucoup le nombre des glaces nécessaires pour obtenir une concentration donnée d'énergie solaire. Dans le cas présent, 3 500 glaces courbées donnent approximativement la même concentration d'énergie que celle que l'on obtiendrait par la superposition des images de 20 000 glaces planes.

Le four solaire semi-industriel de Mont-Louis a été calculé pour donner une température maximum d'équilibre de 3 400° C, ce qui correspond à une température pratique de travail de 2 900 à 3 000° C.

Actuellement, les réglages n'étant pas terminés, la température maximum d'équilibre est de 2 800° C, et la température de travail de 2 500 à 2 600° C. Mais l'étalement de l'image au foyer peut être fortement diminué, ce qui doit permettre d'atteindre la température maximum prévue.

Dès maintenant, l'installation de Mont-Louis permet la fusion ou le traitement de masses importantes de matières ultra-réfractaires et la fusion du fer à raison de 60 kg à l'heure, soit une demi-tonne par jour.

De nombreuses recherches sont en cours pour définir les domaines d'utilisation pratique de ce four solaire semi-industriel, conçu comme prototype d'installations beaucoup plus puissantes qui seraient facilement réalisables suivant les mêmes principes.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la protection de dépôts minces de molybdène par une couche de* SiO *obtenue par évaporation sous vide.* Note de M. **Charles Feldman**, présentée par M. Eugène Darmois.

Au cours de notre étude de la conductibilité électrique des couches métalliques minces recouvertes d'un diélectrique, il nous a paru intéressant d'examiner dans quelle mesure la couche diélectrique peut offrir une protection contre l'action de l'atmosphère. Comme métal, nous avons choisi le molybdène parce qu'en contact direct avec l'air, sa résistance augmente rapidement; comme diélectrique, nous avons choisi SiO à cause de ses excellentes propriétés protectrices ([2]).

Le procédé expérimental a été déjà décrit ([2]); SiO a été formé en chauffant très lentement un mélange de poudres de Si et de SiO_2 dans un enroulement conique en fil de tungstène.

La figure 1 donne la variation de la résistance R en fonction du temps dans l'air atmosphérique à température ordinaire pour une couche non protégée (courbe A), une couche protégée par SiO (courbe B) et une couche protégée par un dépôt de SiO, environ quatre fois plus épais (courbe C); les épaisseurs des dépôts de SiO qui n'ont pas été mesurées, étaient de l'ordre du micron. On constate que le dépôt plus épais offre une protection assez bonne.

Un autre type de mesures est illustré par l'exemple de la figure 2. Trois couches minces de Mo recouvertes de SiO ont été faites simultanément, l'une a été conservée sous vide (courbe A), une autre dans l'air sec à température ordinaire (courbe B) et la troisième dans l'air sec à la température de l'azote liquide. Sous vide, le vieillissement est faible, plus faible que sans couche protectrice; il est probablement dû à une modification de la structure du film. A la température de l'azote liquide, il y a d'abord une variation assez rapide, puis une décroissance plus lente, mais lorsqu'on revient à la température ordinaire, la résistance reprend exactement la valeur ($5,79 \cdot 10^5\ \Omega$) qu'elle avait avant d'être refroidie; à basse température, il semble donc qu'il n'y a pas d'oxydation de la couche; il se peut que les évolutions observées soient dues à des effets d'absorption réversibles. Après son retour à la température ambiante, la résistance suit un vieillissement analogue à celui de la courbe B de la résistance non refroidie.

Comme la variation de résistance est moins rapide dans le cas d'une couche protectrice épaisse, et qu'à basse température, il n'y a pas de variation par oxydation, nous pensons que l'oxydation à température

---

([1]) Flamant, *J. Phys. Rad.*, **11**, 1950, p. 380.

([2]) C. Feldman, *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 1858.

ordinaire du dépôt de Mo est due à la diffusion à travers la couche de SiO, soit du métal, soit de l'oxygène, suivant un mécanisme du type proposé par Mott [3]. L'avantage de la couche diélectrique évaporée, du point de vue de l'étude des processus d'oxydation est que son épaisseur peut être

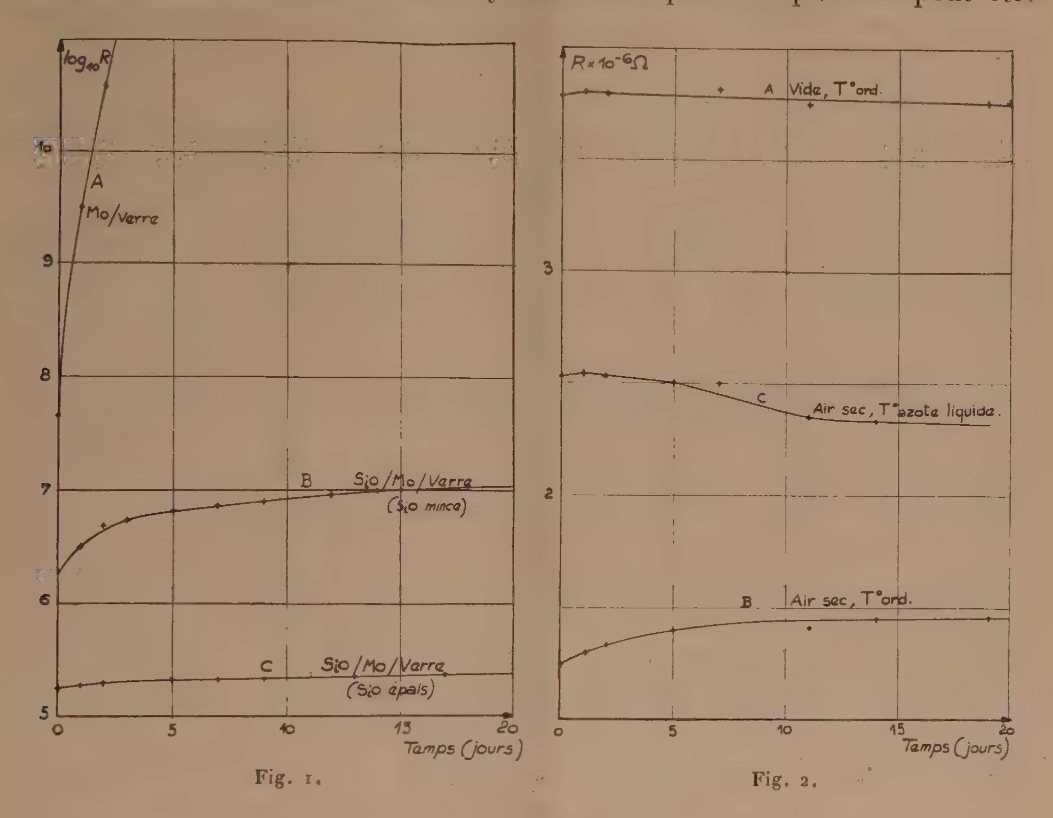


Fig. 1. Fig. 2.

choisie à volonté, ce qui permet de réduire la vitesse d'oxydation à une valeur facilement mesurable. D'autre part, l'oxydation pourrait être suivie très commodément par des mesures de résistance électrique, à condition d'employer des couches métalliques minces et de déterminer par des mesures préalables la relation entre l'épaisseur et la résistance électrique.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur les changements dans la conductibilité électrique des métaux lors de la fusion.* II. Note de Mlle **Geneviève Sutra**, présentée par M. Eugène Darmois.

La discontinuité au point de fusion signalée dans la Note précédente s'explique en admettant que les électrons de conductibilité des métaux ont à leur disposition, non le volume total, mais un volume inférieur.

---

(3) *J. Chim. Phys.*, 44, 1947, p. 172-180.

Dans une Note précédente [1] j'ai montré qu'une corrélation nette existait entre la variation de volume et la variation de résistivité au point de fusion. Les théories émises jusqu'ici s'appliquent à peu près aux métaux qui augmentent de volume en fondant, mais pas du tout à ceux qui diminuent de volume. La théorie électronique des métaux, même sous sa forme la plus moderne, montre que la conductibilité σ est proportionnelle au produit $n\tau$ (n, nombre d'électrons de conduction par centimètre cube; τ, temps de relaxation qu'on peut écrire $\tau = l/v$; l, chemin moyen entre deux chocs; v, vitesse d'agitation des électrons). Quelles sont celles de ces quantités qui peuvent varier au point de fusion? La dissociation du métal en ions + et électrons doit dépendre de la température; on ne voit pas pourquoi elle serait différente pour le solide et le liquide au point de fusion. Nous admettrons que n change parce que le volume total V change; n variera donc comme V^{-1}. L'agitation thermique des électrons dépend de T; elle doit être la même pour le solide et le liquide au point de fusion; v reste la même. Comment change l? C'est ici que nous proposons d'admettre une idée nouvelle. Quelle que soit la nature du « choc » entre l'électron et les ions du réseau, il faut penser que le volume accessible aux électrons est, non le volume total V, mais un « volume libre » $\varphi < V$; φ serait par exemple le volume situé entre les ions. Nous supposons que l, corde du volume φ, varie comme $\varphi^{1/3}$. Finalement, au point de fusion, σ variera comme $V^{-1}\varphi^{1/3}$. Les variations du volume V sont de quelques % au plus; ce seront donc surtout les variations de φ qui devront rendre compte de celles de σ.

Nous choisirons comme exemples : Hg pour les métaux qui augmentent de volume en fondant et Bi pour ceux qui diminuent.

Pour un atome g de Hg, au point de fusion, $V_s = 14,166\ \text{cm}^3$; $V_l = 14,686$; $\sigma_s/\sigma_l = 4,2$.

Supposons que le volume libre est égal au volume total, moins le volume des ions. Celui-ci n'est pas nécessairement le même à l'état solide et à l'état liquide; posons $\varphi_s = V_s - x$; $\varphi_l = V_l - \alpha x$; en employant des valeurs approchées, pour V_s et V_1, on aura

$$(1) \qquad 4,2 = \frac{14,7}{14,2}\left(\frac{14,2 - x}{14,7 - \alpha x}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

La connaissance de α exige celle de x. Les tables de rayons atomiques et ioniques proposent pour Hg le rayon 1,49 Å et pour Hg^{++} le rayon 1,11 Å; le rayon de Hg^{+} serait intermédiaire. On sait que les plus grandes divergences existent entre les valeurs de n déduites des diverses propriétés où interviennent les électrons. Nous ferons seulement le calcul du volume occupé par 6.10^{23} sphères de rayons 1,49 et 1,11 Å; on trouve respectivement 8,315 et 3,435 cm³. Nous

---

(1) G. Sutra, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2589.

prendrons 5 cm³ comme valeur à essayer dans (1) pour x. On trouve ainsi $\alpha = 2,91$, soit $\alpha x = 14,55$; $\varphi_s = 14,17 - 5 = 9,17$; $\varphi_l = 14,69 - 14,55 = 0,14$.

Le rayon de l'ion Hg serait multiplié par 1,42 à l'état liquide.

Pour un atome g de Bi, on a de même $V_s = 21,605$; $V_l = 20,895$; $\sigma_s/\sigma_l = 0,4$, D'où l'équation

$$(2) \qquad 0,4 = \frac{20,895}{21,605}\left(\frac{21,605 - x}{20,895 - \alpha x}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

On trouve également dans la bibliographie les rayons 1,72 et 1,10 Å pour Bi et Bi^{+++}, d'où les volumes 12,79 et 3,35 cm³. La valeur intermédiaire 8 cm³ portée dans (2) donne le résultats *absurde* $\alpha = -21,4$. Pour satisfaire à (2), il faudrait $0 < \alpha < 1$ et $20,13 < x < 21,60$, c'est-à-dire *un ion plus volumineux à l'état solide qu'à l'état liquide* et beaucoup plus gros que l'on a accoutumé de le penser.

Cette différence entre les comportements du mercure et du bismuth nous semble pouvoir être mise en parallèle avec leurs propriétés magnétiques. On sait que les deux métaux sont diamagnétiques; leur susceptibilité est parfaitement constante de part et d'autre du point de fusion; mais elle subit au point de fusion une discontinuité. Pour Hg, c'est $-0,155.10^{-6}$ avant fusion et $-0,19.10^{-6}$ après fusion; pour Bi, c'est $-1,60.10^{-6}$ avant et $-0,08.10^{-6}$ (20 fois moins) après. La théorie du diamagnétisme s'est un peu modifiée depuis celle de P. Langevin, mais en gros la susceptibilité est proportionnelle au carré moyen du rayon des « orbites » des électrons. Dans notre idée ces orbites sont décrites à l'extérieur des ions; le rayon de ceux-ci augmente donc pour Hg quand on passe du solide au liquide; pour Bi au contraire, il augmente *considérablement* quand on passe du liquide au solide. Le volume libre varie en sens inverse du volume total dans les deux cas.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Liaisons radioélectriques à très grande distance.* Note (*) de MM. **Ewald Harnischmacher** et **Karl Rawer**, présentée par M. Jean Cabannes.

Les résultats expérimentaux sur liaisons antipodes nous amènent à envisager des déviations latérales par réflexion ionosphérique. Une réflexion ayant lieu dans un plan presque horizontal sur une plage d'ionisation semble possible pendant certaines heures. Pour une telle réflexion la diminution de l'intensité par divergence des rayons a été estimée.

On suppose d'habitude que la propagation des ondes décamétriques à très grande distance se produit le long de l'orthodromie, soit sur l'arc mineur, soit sur l'arc majeur. Or ce raisonnement n'est plus applicable à une liaison entre des

(*) Séance du 29 septembre 1952.

points antipodes qui se trouvent en même temps sur une infinité d'orthodromies. L'un de nous ([1]) a récemment pu introduire une méthode simple pour calculer la propagation radioélectrique dans ces conditions. Elle se présente comme une extension logique de notre méthode analytique de prévision appliquée dans le cas de distances inférieures à 10 000 km ([2]). Nous avons pu vérifier parfaitement nos résultats par expériences entre deux stations presque antipodes. D'ailleurs une variante de cette nouvelle méthode permet aussi le traitement élégant des liaisons couvrant des distances comprises entre 10 000 et 20 000 km ([1]).

Pour délimiter les limites d'application de la méthode précausée pour les antipodes, on se heurte à la notion « point » antipode ; ce terme doit être interprêté ici d'une manière plutôt physique que mathématique. Une certaine indétermination est déjà due à l'optique physique (diffraction des ondes). Une indétermination plus grande encore provient des déviations latérales qui se produisent lors de la réflexion ionosphérique. Cette déviation a été calculée récemment par l'un de nous ([3]) dans un cas typique. Le résultat obtenu montre que la déviation introduite par un gradient horizontal de la densité électronique est assez petite, de l'ordre de 1° ; mais au lever du Soleil (maximum du gradient) la déviation peut atteindre 8 ou 10°. Tenant compte des gradients horizontaux dans les couches réfléchissantes, il n'y aura donc plus concentration exclusive des rayons au seul point antipode, mais dans une zone assez étendue et centrée sur ce point. Étant donné que le nombre des bonds est au moins de 6 et que les déviations n'auront pas toutes le même sens on peut estimer que le rayon de la zone de concentration est compris entre 500 et 1 500 km.

Nous avons examiné l'éventualité de déviations plus importantes qui pourrait expliquer certaines constatations expérimentales ([4]). La réflexion sur une couche ionosphérique parfaitement sphérique ne permet pas d'expliquer de grandes déviations. Or l'inhomogénité existant pendant certaines heures dans la répartition de la densité électronique des couches ionosphériques nous amène à imaginer un processus qui se placerait entre une réflexion et une diffusion. Considérons par exemple un endroit quelconque de la Terre 1 h avant le lever du Soleil : à l'Ouest de la position considérée l'ionisation est faible. Il ne peut donc pas y avoir de propagation normale en direction SW (par exemple) sur hautes fréquences. Mais vers l'Est l'ionisation augmente rapidement. Une onde

---

([1]) E. Harnischmacher, *Rapport interne du Service de Prévision Ionosphérique Militaire*, 1951.

([2]) K. Rawer, *Rapport S.P.I.M.*, R 7, 1948 ; *Arch. Elektr. Uebertr.*, 5, 1951, p. 154-167.

([3]) K. Rawer, *Zeitschr. angew Physik*, 3, 1951, p. 226-227 ; F. Höchtl et K. Rawer, *Dtsche Luftfahrtforschung* F. B. 1942 (1944).

([4]) Communication privée de M. Nanninger, *Küstenfunkstelle Norddeich* (Deutsche Bundespost).

de fréquence élevée trouvera donc à l'Est une plage de forte ionisation s'étendant en direction NS; elle pourrait être réfléchie sur le front de cette plage (surface isoionique presque verticale). Cette réflexion donnera lieu à une forte déviation latérale. Une onde partant de l'émetteur en direction SE pourrait par exemple continuer son parcours après réflexion en direction SW.

Naturellement la réflexion considérée s'effectuant sur une « surface » courbe diminue de flux de l'énergie parce que la divergence des rayons augmente considérablement. Utilisant un modèle de couche inhomogène de la forme

$$\mu^2 = A^2 x^2 + B + A^2 \rho^2 z^2,$$

où μ est l'indice de réfraction, z la coordonnée verticale, x et y les coordonnées horizontales, A, B, des constantes, on obtient comme équation des rayons (³):

$$y = \frac{\mu_0}{A} \operatorname{arc\,cosh} \frac{x}{x_0} = \frac{\mu_0}{\rho A} \operatorname{arc\,cosh} \frac{z}{z_0}.$$

Par différentiation numérique on en peut déduire la divergence des différents rayons. Supposant les paramètres $B = 0$, $A = 1,5.10^{-3}$ (km^{-1}), $\rho = 6$ (3), un angle de départ de 2° et un azimut de 45°, une hauteur du centre de la couche de 400 km, nous obtenons un effet de divergence de 47 (23) db. Une telle perte d'énergie serait tolérable sur une fréquence élevée (soumise à une faible absorption ionosphérique) à condition qu'elle ne se produise qu'une seule fois sur le parcours.

Dans le cas d'une émission suffisamment puissante sur des fréquences supérieures à la fréquence maximum utilisable (MUF), on pourra donc s'attendre à obtenir des parcours qui se propageraient avec une forte déviation se produisant auprès du minimum d'ionisation. Un certain nombre d'observations supérieures aux MUF calculées par la méthode classique pourraient s'expliquer ainsi.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur les niveaux nucléaires* A (*premiers états excités*). Note de MM. **Salomon Rosenblum** et **Manuel Valadares**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Les premiers niveaux des noyaux* pairs-pairs après émission α ont (¹) le spin 2; il semble intéressant de signaler que leurs énergies d'excitation varient régulièrement en fonction de Z et I ($I = A - 2Z$).

Nous avons en effet observé que le rapport ($\Delta E/E\alpha_0$) (Io) : ($\Delta E/E\alpha_0$) (Ra) était sensiblement égal à ($\Delta E/E\alpha_0$) (RTh) : ($\Delta E/E\alpha_0$) (ThX) *indiquant que l'écartement relatif augmentait d'une manière analogue dans les familles* 4N *et* $4N + 2$. Ceci nous a amenés à porter la fraction $\Delta E/E_0$ des émetteurs α en fonction de Z. Dans les cas des noyaux* par rayonnement β ou par capture

(¹) Rosenblum et Valadares, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2359.

électronique, nous prenons $E\alpha_0$ de l'élément correspondant; au Pb 208 correspond ainsi $E\alpha_0$ du Th C'.

Les valeurs de $\Delta E/E_0$ en fonction de $Z_1 = Z - (\Delta I_1)^2/20$ sont portés dans la

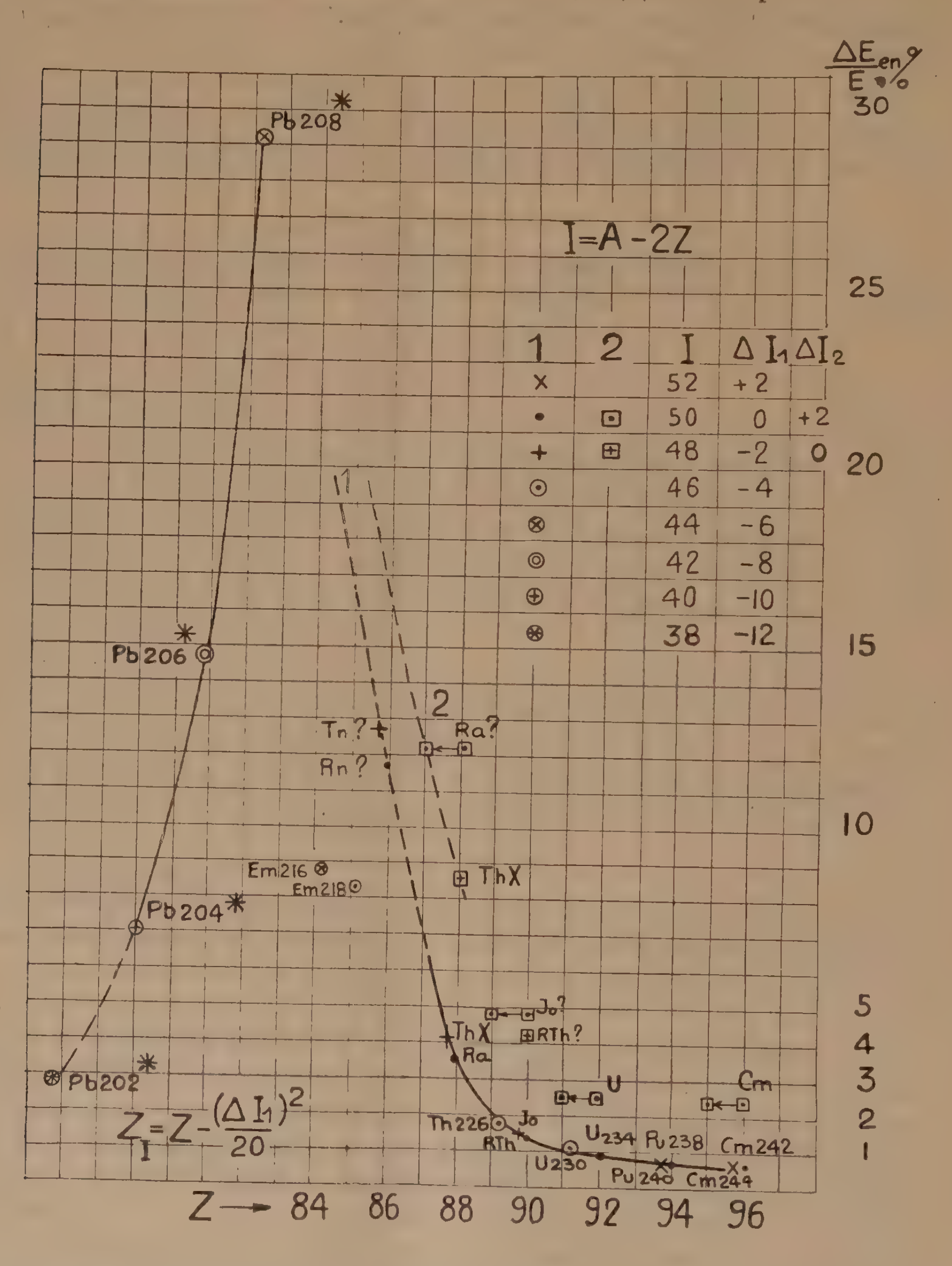


figure ci-dessus. On choisit I = 50 comme base, les points correspondant aux $\Delta I \neq 0$ subissant des translations vers des Z plus faibles. Pour Rn et Tn, on trouve par extrapolation environ 680 et 820 keV. Or, dans le spectre

d'électrons du Ra et successeurs ([2]), il existe trois groupes non interprétés. Si le groupe de 573 keV provenait d'une conversion K(84), on trouverait $573 + 93 = 666$ keV et en admettant que le groupe 651 keV corresponde à la conversion L_{II}, on aurait $651 + 16 = 667$ rendant probable l'existence d'un rayonnement E_2 de 666 keV. D'autre part, on avait déjà proposé d'admettre un niveau de 820 keV du Tn; ce niveau pourrait d'après Feather ([3]) expliquer le groupe α de 7720 keV, trouvé par Karlik et Bernert. Remarquons toutefois que cette hypothèse soulève certaines difficultés.

En extrapolant la partie gauche de la courbe et en portant les logarithmes de $\Delta E/E_0$ en fonction de $Z - (\Delta I_1)^2/20$ on obtiendrait une droite qui fait prévoir pour le Pb 202* un niveau vers 160 keV. Or, l'étude en cours sur quelques isotopes de Po, rendue maintenant possible par le Professeur The Svedberg et Edvin Arbman, conduit à admettre l'existence d'un niveau de 157 keV pour 202* et un autre de 374 keV est déjà connu pour 204* ([4]).

Récemment, Asaro et Perlmann ([5]) ont obtenu des résultats précis à l'aide de la spectroscopie α, qui permettent de prolonger le graphique vers les éléments plus lourds.

Remarquons toutefois que si l'on adopte pour le premier niveau du Ra C′ la valeur 606, pour celui du Th C′ la valeur 726, et pour E α_0 celles correspondant aux Em 218 et 216, on obtient des points aberrants. Une étude du Rn devient importante pour fixer l'allure de la courbe ou famille de courbes entre Z 88 et 84.

Nous avons porté dans certains cas les énergies du deuxième niveau excité sur le graphique. La courbe 2 est mal définie. On ne connaît que trois points certains (Cm, U et Th X), un deuxième niveau d'environ 250 keV est rendu probable pour le R Th (dont l'observation serait gênée par α_2 du Th X.) Un niveau d'environ 200 keV semble exister, pour le Io. Cette « courbe » aurait son maximum pour Pb 208* vers 35 % ($\Delta E = 3{,}2$ MeV).

Les premiers états excités sont caractérisés par le même spin et leur écartement du niveau fondamental varie régulièrement avec Z, présentant un maximum aigu en présence simultanée des « nombres magiques » 82 et 126. Goldhaber et Sunyar et Goldhaber-Scharff ([6]) ont montré qu'il en est de même pour les noyaux légers et les autres nombres magiques. Les premiers niveaux excités semblent être simples et en général assez écartés du deuxième niveau; nous proposons de les désigner par la lettre A en réservant la lettre B pour le deuxième état.

([2]) Cork, Branyan, Stoddard, Keller, Le Blanc et Childs, *Phys. Rev.*, 83, 1951, p. 681.

([3]) *Nucleonics*, 5, 1949, p. 22.

([4]) Sunyar, Alburger, Friedlander, Goldhaber et Scharff-Goldhaber, *Phys. Rev.*, 78, 1950, p. 326.

([5]) *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 393.

([6]) *Phys. Rev.*, 83, 1951, p. 906 et 87, 1952, p. 218.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE APPLIQUÉE. — *Sur une technique autoradiographique par irradiation neutronique de mise en évidence du constituant boré dans les aciers au bore.* Note (*) de Mme **Henriette Faraggi**, MM. **André Kohn** et **Jean Doumerc**, présentée par M. Albert Portevin.

L'emploi de la réaction $^{10}B\ (n, \alpha)\ ^{7}Li$ rend possible la mise en évidence du constituant boré dans les aciers au bore. Les échantillons d'acier ayant préalablement subi un traitement thermique convenable sont placés contre une plaque nucléaire Ilford C_2 et soumis à l'irradiation en neutrons lents. Il est ainsi possible de mettre en évidence de fines précipitations de bore dans des aciers à 0,010 % B.

Comme on le sait, le bore présente une section efficace élevée pour l'absorption des neutrons lents, en donnant lieu à la réaction $^{10}B\ (n, \alpha)^{7}Li$; cette réaction nucléaire produit des particules α qui sont susceptibles d'impressionner des émulsions photographiques. Nous avons pensé que l'emploi de ce phénomène pourrait servir à l'étude de la formation du constituant boré dans les aciers au bore, qui ont déjà fait l'objet de recherches antérieures ([1]), ([2]).

Nos premiers essais étaient en cours lorsque Hillert ([3]) indiqua que cette réaction nucléaire avait permis de mettre en évidence de l'eutectique au bore dans un alliage à 2 % B; mais notre but était de pouvoir observer des précipitations de bore dans des aciers ayant une teneur en cet élément 100 fois plus faible et se rapprochant, par conséquent, davantage de la teneur des aciers au bore industriels.

Nous avons étudié divers échantillons contenant de 0,002 à 0,060 % B, qui avaient subi un chauffage à très haute température (entre 1100 et 1400°) et un refroidissement dans des conditions variées, de manière à faire apparaître le constituant caractéristique des aciers au bore (celui-ci est rendu visible pour l'examen micrographique par une attaque au nital ou au picrate de soude). Ces échantillons, après avoir été soigneusement polis, étaient serrés contre l'émulsion photographique à l'aide d'un dispositif approprié en bakélite et placés dans la pile atomique de Châtillon; le nombre de neutrons reçus pendant ces irradiations variait de 5.10^{11} à 10^{13} neutrons par centimètre carré.

Nous avons essayé diverses émulsions : Pathélith, microfilms, Lipmann et des émulsions nucléaires « Ilford C_2 » de 50 μ d'épaisseur; seules, ces der-

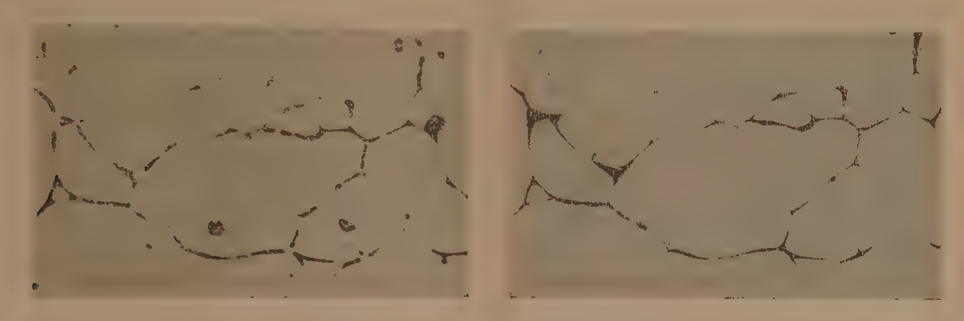
(*) Séance du 22 septembre 1952.

([1]) *Premier Rapport de la Commission des aciers au bore de l'*IRSID. (*Revue de Métallurgie* 46, 1949, p. 859-871 et 47, 1950, p. 55-87).

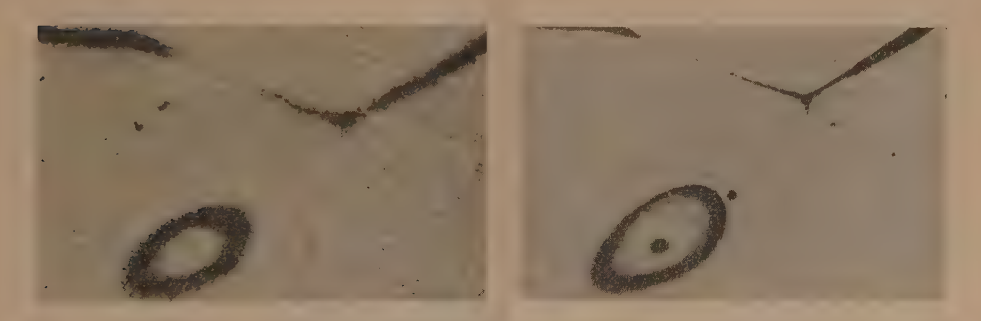
([2]) *Deuxième Rapport de la Commission des aciers au bore de l'*IRSID (*Revue de Métallurgie*, 48, 1951, p. 379-412).

([3]) *Nature*, 168, 1951, p. 39-40.

nières, qui ont été développées suivant la technique mise au point par l'un d'entre nous [1], ont donné des résultats satisfaisants. Ces émulsions nucléaires, qui sont facilement impressionnées par les rayons α et sont peu sensibles aux rayons γ, permettent de distinguer sans ambiguïté le noircissement dû au bore; ce dernier apparaît, en effet, à l'examen microscopique sous un grossissement élevé, comme constitué de fines trajectoires, tandis que l'impression due aux autres rayonnements parasites est formée de grains isolés.



Acier à 0,010 % B (Grossissement 100).
A gauche : Autoradiographie. — *A droite :* Micrographie (picrate de soude).



Acier à 0,010 % B (Grossissement 300).
A gauche : Autoradiographie. — *A droite :* Micrographie (picrate de soude).

Nous avons pu mettre en évidence les précipitations de bore, même dans des échantillons correspondant à une teneur moyenne de 0,010 % en cet élément. La répartition de ces précipitations apparaissait avec un excellent contraste, lorsque le flux total de neutrons reçus était de l'ordre de 10^{12} neutrons par centimètre carré. Toutefois, il n'a pas été possible d'observer sur les clichés autoradiographiques de très petites précipitations alignées, visibles seulement à fort grossissement sur les échantillons micrographiques. Nous pensons que l'emploi d'émulsions plus minces

---

(1) H. Faraggi, A. Bonnet et J. Cohen, *Rapport C. E. A.*, n° 138, juin 1952; *J. Phys. Rad.* (sous presse).

(épaisseur : o μ), que nous n'avons pas encore pu nous procurer, nous permettra d'employer des flux plus importants sans être trop gênés par le voile de fond dû aux rayons γ et à l'activation de certains éléments; nous espérons qu'il nous sera ainsi possible de déceler des particules plus fines et de vérifier si ces fines précipitations contiennent bien du bore.

L'emploi de l'autoradiographie par irradiation neutronique, qui a déjà donné des résultats intéressants avec l'uranium en minéralogie ([5]) et avec le lithium en biologie ([6]), permet donc de localiser sans ambiguïté la présence de bore dans les aciers. Elle complète utilement les moyens d'investigation dont nous disposions déjà pour étudier certains phénomènes observés dans les aciers au bore.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Monochromateur pour rayons X à foyer ponctuel.* Note (*) de M. **Jacques Despujols**, présentée par M. Maurice de Broglie.

Il est possible d'obtenir un faisceau de rayons X monochromatiques convergeant en un « foyer » ponctuel à l'aide de cristaux doublement courbés ([1]). Pour cela, j'ai utilisé des monocristaux d'aluminium, de pouvoir réflecteur très élevé ([2]); leur mode de préparation [recristallisation après écrouissage critique ([3])] m'a permis d'effectuer la double courbure en deux temps ([4]) :

Avant recristallisation, la lame polycristalline (de 1 mm d'épaisseur et de 20 mm de largeur) est courbée suivant un cylindre circulaire C_1 ; la recristallisation est ensuite conduite de telle sorte que dans le monocristal obtenu, le système de plans réticulaires choisi soit parallèle à l'axe du cylindre C_1 ; par application de la lame sur une surface plane, ces plans réticulaires prennent en moyenne la forme de cylindres presque circulaires; il est possible alors de courber le cristal suivant un cylindre C_2 d'axe perpendiculaire à C_1. Cet artifice est analogue à celui employé par Tiedema pour l'obtention de monochromateurs de Johansson.

Les deux rayons de courbure R et ρ doivent satisfaire à la relation

$$\rho = R \sin^2 \varphi_0.$$

La focalisation n'est donc réalisée que pour la longueur d'onde λ_0 corres-

---

([5]) I. Curie et H. Faraggi, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 959.

([6]) A. Ficq, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1686.

(*) Séance du 29 septembre 1952.

([1]) H. Wilsdorf, *Naturwiss.*, 35, 1948, p. 313 et 38, 1951, p. 250.

([2]) Y. Cauchois, T. J. Tiedema et W. G. Burgers, *Acta Cryst.*, 3, 1950, p. 372.

([3]) T. J. Tiedema, *Acta Cryst.*, 2, 1949, p. 261.

([4]) Ce travail a été effectué, dans les premiers mois de l'année 1952, au Laboratoire de Chimie physique de la Technische Hogeschool de Delft, Pays-Bas.

pondant à l'angle de Bragg φ_0. Elle n'est d'ailleurs qu'approchée. Pour le calcul de l'aberration due au défaut de focalisation, j'ai distingué deux cas :

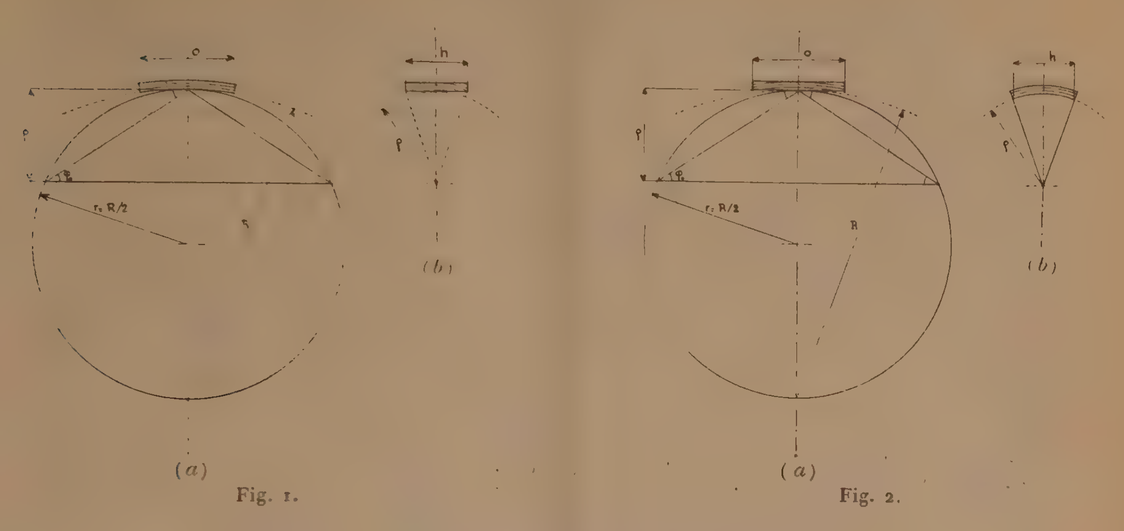


Fig. 1 et 2. — Schémas de monochromateurs à double courbure.
a. Projection horizontale; *b*. Projection sur un plan de profil.

1° Si la courbure C_1 avant recristallisation est faite avec le rayon ρ et la courbure C_2 avec le rayon R (première méthode), on arrive à l'expression (avec les notations de la figure 1),

$$\varepsilon_1 = \frac{O^2}{8R\,\mathrm{tg}\,\varphi_0} + \frac{h^2\cos\varphi_0}{8R\sin^3\varphi_0}.$$

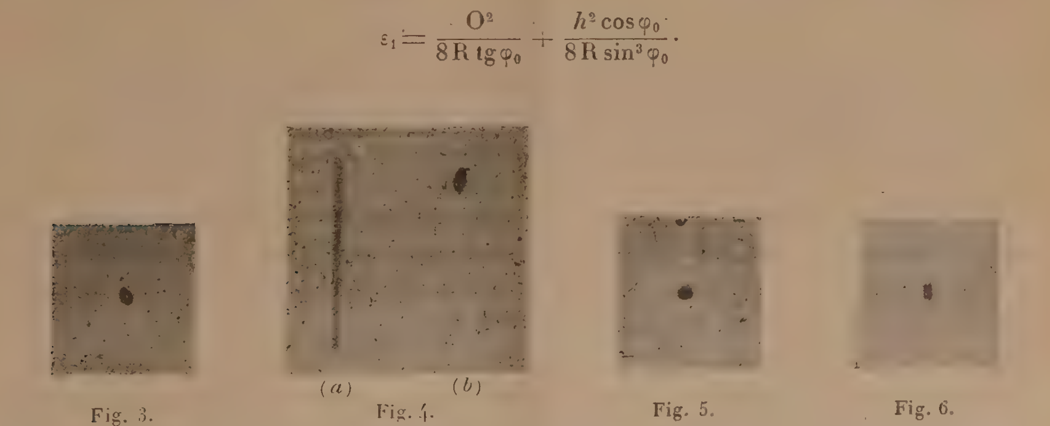


Fig. 4. — *a*. Tache obtenue avec un monochromateur de Johan; $O = 19$ mm, $h = 10$ mm. Rayonnement $K\alpha$ du cuivre; 15 kV, 5 mA; temps de pose : 2 s; $\varepsilon_1 = 0{,}36$ mm. Cliché agrandi 1,23 fois. *b*. Tache obtenue avec un monochromateur à double courbure (1re méthode); mêmes dimensions du cristal et cliché pris dans les mêmes conditions que *a*. $\varepsilon_1 = 0{,}8$ mm. Cliché agrandi 1,23 fois.

Fig. 5. — Tache obtenue avec le même monochromateur que celui utilisé dans la figure 3*b*. Rayonnement $K\alpha$ du cobalt. Cliché agrandi 1,23 fois.

Fig. 6. — Tache obtenue avec un monochromateur à double courbure (2e méthode); $O = 5$ mm; $h = 10$ mm; rayonnement $K\alpha$ du cuivre; 15 kV, 5 mA; temps de pose : 2 s; $\varepsilon_2 = 0{,}04$ mm. Cliché agrandi 2,5 fois.

2° Si la courbure C_1 a pour rayon R et C_2 pour rayon ρ (deuxième méthode),

$$\varepsilon_2 = \frac{O^2}{4R \operatorname{tg} \varphi_0} \qquad (\textit{fig. } 2).$$

La hauteur du foyer est théoriquement égale à la hauteur de la source de rayons X.

Résultats expérimentaux. — J'ai utilisé les réflexions 200, 311, 400. Le rayon R était de 40 cm. La figure 3 donne l'image, agrandie 1,23 fois, de la tache focale de l'anticathode de cuivre, vue dans la direction du faisceau X. Les figures 4 à 6 représentent quelques-unes des taches monochromatiques obtenues avec la réflexion 200. La largeur de ces taches est peu différente de l'aberration calculée ε_1 ou ε_2, augmentée s'il y a lieu (*fig.* 4 et 5) de la distance *e* qui sépare les deux raies K_{α_1} et K_{α_2} quand le doublet n'est pas résolu. (Pour la réflexion 200 et le rayonnement $K\alpha$ du cuivre, *e* est égal à 0,31 mm). Les distorsions anormales du réseau sont donc minimes.

C'est la deuxième méthode qui semble la meilleure; elle permettrait d'obtenir des monochromateurs en forme d'anneaux presque complets, très lumineux, utilisables avec des faisceaux X de très grande ouverture.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Détermination métallographique des températures subies en service par des pièces de machines thermiques.* Note de M. **Jean Poulignier**, Mme **Charlotte Buckle** et M. **Pierre Jacquet**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Les pellicules colorées, obtenues dans des conditions déjà décrites, ont permis de déterminer et de localiser avec une bonne précision les températures moyennes sur les faces et dans l'épaisseur d'une aube de turboréacteur en alliage au nickel-chrome après fonctionnement. Les résultats sont comparés à ceux qu'on déduit des mesures de dureté. La méthode est assez générale pour suggérer diverses extensions.

Nous avons donné précédemment le principe d'une attaque micrographique basée sur l'utilisation de pellicules colorées pour suivre l'évolution de la structure des alliages Ni—Cr du type 80-20, en fonction de la température et de la durée du traitement [1], [2].

De nombreux essais nous ont montré que : 1° la méthode est fidèle; 2° sa sensibilité optima se situe dans les domaines de température et de temps correspondant aux cas d'utilisation pratique ($650° C < \theta < 850° C$; $100\ h < t < 500\ h$); 3° elle s'applique à des pièces de dimensions notables; 4° la présence de sollicitations d'ordre mécanique, pendant le traitement thermique, n'influe pas sur les aspects obtenus.

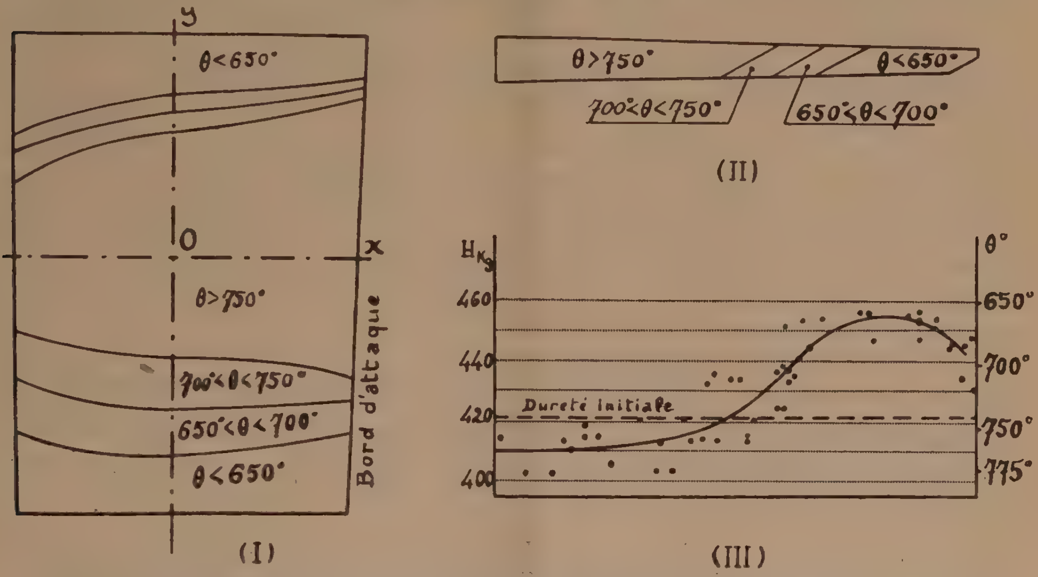
---

(1) Ch. Buckle et J. Poulignier, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 869.

(2) J. Poulignier et P. Jacquet, *Revue de Métallurgie*, 49, 1952, p. 541.

Ces observations nous conduisent à proposer une méthode simple d'appréciation et de localisation des températures subies par des pièces de machines thermiques au cours de leur fonctionnement.

Pour cela, on compare les aspects macro et micrographiques des différents points de la pièce avec ceux de témoins traités dans des conditions de température et de temps bien définies. Ces témoins sont préparés à partir d'échantillons prélevés dans un alliage identique à celui de la pièce.



Répartition des températures moyennes atteintes en fonctionnement dans la partie supérieure d'une aube mobile de turboréacteur.

I. — Carte des températures sur l'intrados déduite de l'examen macrographique (échelle 1).
II. — Carte des températures dans une coupe longitudinale Oy (échelle 2).
III. — Sur la même coupe et dans sa ligne médiane, courbe de microdureté.

La méthode s'applique aux alliages tenaces à chaud qu'on peut considérer comme des nickel-chrome 80/20 additionnés d'éléments qui les rendent aptes au durcissement structural. Elle a permis, en particulier, de tracer la carte des températures moyennes sur les deux faces d'une aube mobile de turboréacteur, après 150 h de fonctionnement, en se basant sur le seul aspect macrographique de l'attaque (schéma I). Les résultats ont été confirmés sur des sections longitudinales (schéma II) et transversales. A condition d'éliminer avant l'attaque les couches superficielles de structure anormale (couches oxydées ou recristallisées), les températures ont pu être estimées avec une précision de $\pm$ 15 degrés C.

A titre de comparaison, nous avons tenté de déterminer ces mêmes températures à l'aide de mesures de dureté. L'évolution thermique de l'alliage se traduit effectivement par de faibles variations de cette caractéristique, mais toute mesure correcte sur les deux faces de la pièce est interdite par sa

forme géométrique. Dans le cas des sections planes, une grande dispersion se manifeste, due peut-être à l'hétérogénéité structurale de l'alliage; ceci conduit à effectuer un très grand nombre de pointés que seule permet la microdureté. La courbe III, correspondant à une section longitudinale et sur laquelle figurent les températures déduites des valeurs des duretés des témoins, est en accord avec les déterminations macro et micrographiques.

La présente étude suggère deux extensions possibles de la méthode :

1° Dans le domaine de 600 à 850° C, on peut se servir de témoins en alliages 80/20 pour déceler les températures locales moyennes atteintes par des pièces ayant fonctionné dans leurs conditions réelles d'utilisation.

2° Dans d'autres domaines de températures, on fera appel à des alliages dont l'évolution structurale, progressive au cours du temps, peut se traduire par des aspects de pellicules colorées liés à cette évolution. Il y a lieu de noter, par exemple, que l'attaque décrite s'applique à différents alliages riches en nickel.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le mécanisme de la déshalogénation argentique des cétones α-halogénées* ⬡C(X)—CO—C< *énolisables et non énolisables.* Note (*) de Mlle **Bianca Tchoubar**, présentée par M. Marcel Delépine.

La discordance des résultats obtenus lors des déshalogénations alcaline ou argentique des cétones ⬡C(X)—CO—C< résulte de la différence essentielle des mécanismes de ces deux réactions : l'un étant ionique (milieu argentique), l'autre ne l'étant pas (milieu alcalin).

Il a été montré que les cétones halogénées non énolisables (I) soumises à une déshalogénation alcaline en présence d'un solvant hydroxylé tel que l'eau ou l'alcool, ne donnent lieu qu'à une réaction de substitution (formation de cétols) [1], alors que les cétones énolisables (II) conduisent dans les mêmes conditions à un mélange de cétol et d'acide transposé [2].

⬡C(X)—C(=O)—R
(I) R = phényle, *p*-tolyle, *p*-anisyle
(II) R = méthyle, cyclohexyle

Ces résultats sont inversés lorsque la déshalogénation des mêmes cétones (I) et (II) est effectuée en milieu aqueux soit par Ag_2O soit par un sel d'argent hydrosoluble. Effectivement, dans ce cas, ce sont les cétones (II) qui donnent

(*) Séance du 29 septembre 1952.

(1) B. Tchoubar, *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 2544.

(2) B. Tchoubar et O. Sackur, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1020.

uniquement les cétols, tandis que les cétones (I) conduisent à un mélange de cétol et d'acide transposé. Cette discordance apparente trouve son explication dans le fait que, contrairement à ce qui a été soutenu ([3]), le mécanisme de la déshalogénation argentique de ces composés diffère essentiellement de celui de la déshalogénation alcaline. En effet, l'ion Ag^+ est un réactif électrophile très puissant en raison de sa grande affinité pour les électrons ([4]), par contre l'ion OH^- est un réactif nucléophile. Ainsi donc, les centres d'attaque d'une molécule par ces deux réactifs ne sont pas les mêmes : l'un est attiré par les parties négatives (halogène, oxygène du carbonyle), l'autre, par les parties positives de la molécule (carbone porteur de l'halogène ou carbone du carbonyle).

De ce fait, dans la déshalogénation alcaline des cétones α-halogénées, ce sont les ions OH^- eux-mêmes qui se substituent à l'halogène (formation de cétol) ou qui s'additionnent au carbonyle (formation d'acide transposé), alors que dans une déshalogénation argentique de ces mêmes composés, les ions Ag^+ interviennent uniquement en tant qu'inducteur d'ionisation de ces deux fonctions. Cette ionisation se fait vraisemblablement par l'intermédiaire d'un complexe du type (A) ou (B) analogue à celui qui se forme lors de la déshalogénation argentique des halogénures d'alcoyles ([5]), ([6]). La répartition des charges dans un tel complexe est différente de celle de la cétone initiale : il y a notamment augmentation des charges positives du carbone C—X et du carbone C=O. Or, l'augmentation de la charge positive de ce dernier correspond à l'augmentation de la réactivité du carbonyle vis-à-vis des réactifs nucléophiles ([7]) et elle facilite en outre l'énolisation d'une cétone lorsque celle-ci est énolisable ([8]). On peut supposer en conséquence : 1° que lorsqu'une cétone non énolisable (I) se trouve à l'état de complexe (A), la réactivité de son groupement carbonyle est suffisamment accrue pour permettre une fixation assez rapide des molécules d'eau sur ce groupement (réaction *b*) et, partant, la formation de l'acide (IV) à côté du cétol (III) résultant de la fixation de H_2O sur le carbone initialement porteur d'halogène (réaction *a*); 2° que l'ionisation des cétones α-halogénées énolisables (II) par les ions Ag^+ avec formation intermédiaire du complexe (B) est certainement plus rapide pour la forme énolique que pour la forme cétonique (analogie avec les halogénures d'allyle), ce qui explique dans ce cas la formation de cétol (V) et la non-formation d'acide.

([3]) R. B. LOFTFIELD, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 4707.
([4]) W. H. BROMLEY et W. C. LUDER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 66, 1944, p. 107.
([5]) G. SENTER, *J. Chem. Soc.*, 97, 1910, p. 34; 99, 1911, p. 1049.
([6]) E. D. HUGHES, C. K. INGOLD et S. MASTERMAN, *J. Chem. Soc.*, 1937, p. 1236.
([7]) M. COHN et H. C. UREY, J. *Amer. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 679.
([8]) M. J. S. DEWAR, *The Electronic Theory of Organic Chemistry*, 1949, p. 126.

La solution hydrodioxanique de cétone chlorée et de $AgNO_3$ est chauffée à reflux jusqu'à minéralisation complète de l'halogène; la vitesse de celle-ci dépend de la nature de X, de la structure de la cétone et de la concentration en $AgNO_3$. Les cétones (I) donnent des acides (IV) déjà décrits ([1]) (Rdt 30 % pour X = Br, 40 % pour X = Cl). Les cétols (III) (R = C_6H_5, F 48°; R = *p*-$CH_3C_6H_4$, F 63°; R = *p*-$CH_3OC_6H_4$, F 96°) et (V) (R = cyclohexyle, E_{18} 160°; oxime, F 157°) se forment à côté d'autres produits cétoniques secondaires dont l'étude est en cours. Le Ag_2O conduit sensiblement aux mêmes résultats.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude des constituants non-glycéridiques des huiles de pulpes d'olives.* Note de M. **Robert Fuhrmann**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Dans la préparation de l'huile d'olives de pression, la pulpe résiduelle (grignons) contient encore une quantité appréciable d'huile (10-15 %) qu'on récupère par extraction aux solvants organiques (sulfure de carbone ou trichloréthylène).

Les huiles ainsi obtenues sont fortement colorées en vert, ont une teneur en insaponifiable plus élevée que celle des huiles de pression et leur acidité est en général forte.

Comme dans la bibliographie on ne trouve presque pas de travaux sur la nature des substances non glycéridiques de cette huile et étant donné leur importance pratique, l'intérêt d'une telle étude est évident.

Voici à titre d'exemple, les caractéristiques d'une, parmi les diverses huiles étudiées :

Origine : Tunisie.
Extraction : trichloréthylène.
Indice acide : 22,4.
Indice de saponification : 193.
Indice iode : 86.
Insaponifiable : 1,5 %.
Insoluble dans l'éther de pétrole : 2,7 %.

DOSAGE SPECTROPHOTOMÉTRIQUE DES PIGMENTS VERTS TOTAUX. — Les chlorophylles *a* et *b* ont les mêmes coefficients d'absorption spécifique, ε, pour les longueurs d'onde : 600, 581 et 568 mμ, lieu d'intersection de leurs courbes d'absorption. Si l'on connaît ces ε [1], nous pouvons exprimer la coloration de l'huile en fonction de milligrammes chlorophylles totales par 100 g d'huile sans faire aucune supposition quant à la nature des pigments verts.

En effet, le rapport des maxima dans le rouge aux maxima correspondant aux phæophytines, déterminé pour ces huiles, est de beaucoup inférieur à celui des chlorophylles intactes.

Nous obtenons pour l'huile ci-dessus une coloration équivalente à 32 ± 3,5 mg *chlorophylle totale par* 100 g *d'huile* ; une autre huile extraite par le même solvant donne 34 ± 3,5 mg chlorophylle totale par 100 g d'huile.

Solvant = oxyde d'étyle purifié. *Spectrophotomètre :* Beckmann DU.

Les nombres représentent la moyenne des résultats pour les longueurs d'onde indiquées.

Nous disposons donc d'un dosage colorimétrique commode qui évite l'utilisation d'une chlorophylle étalon, facilement altérable et toujours coûteuse.

ÉTUDE DE L'INSAPONIFIABLE. — Par chromatographie sur alumine activée nous avons décelé la présence de quatre colorants caroténoïdes épiphasiques : l'α-carotène est en quantité prépondérante. La teneur en carotène total déterminée par spectrophotométrie est de 0,56 mg *α-carotène par* 100 g *d'huile.*

Par séparation chromatographique et cristallisation dans l'acétone et l'alcool, nous avons déterminé la nature et la composition approchée de l'insaponifiable.

Caractéristiques de l'insaponifiable total :
Indice Iode (Wijs) = 109.
Indice d'hydroxyle = 111.

Cette étude a permis de préciser la nature des divers constituants de l'insaponifiable de l'huile de grignons d'olives et il y a lieu de noter le fait caractéristique de la présence en quantité abondante dans cet insaponifiable, d'alcools aliphatiques supérieurs saturés, jusqu'ici non mentionnés dans ces huiles.

---

(1) F. P. ZSCHEILE et C. L. COMAR, *Plant Physiology*, 16, 1941, p. 651-653.

Constituant.	Insaponifiable (%).	Propriétés.	Technique utilisée.
Hydrocarbures.	32 ±1,5	Indice iode = 139. Recherche du Squalène (²) : passage HCl gaz en solution éther sec : dépôt crist. blancs, F 110-124°, (chlorhydrates isomères).	L'insaponifiable en solution benzénique est chromatographié sur alumine, seuls les hydrocarbures passent, (²).
Phytostérols...	18,5±1	Cristaux blancs caractéristiques F 128-131°. Réaction Liebermann-Burchardt, positive.	Dosage à la digitonine (³).
Mélange alcools aliphatiques supérieurs $C_{22}+C_{24}$.	50 ±2	Cristaux blancs, cireux deux fractions (a) F 74,5-75° (b) F 72,8-74°. Réactions colorées des stérols, négatives. (a) donne un phényl-uréthane F 86,3-87°.	Après séparation chromatographique des carbures, la cristallisation dans l'acétone les sépare complètement des stérols et des caroténoïdes. *Dosage :* par l'indice d'hydroxyle et le % stérols déterminés sur l'insaponifiable total.

Il est vraisemblable que ces alcools proviennent de cires présentes dans l'huile elle-même, car on a déjà (⁴) mis en évidence dans celle-ci, des acides à haut poids moléculaire.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la polymérisation de l'acide linoléique.* Note de M. **Bertrand de Surville**, présentée par M. Charles Dufraisse.

L'acide linoléique peut se polymériser :

Soit à l'air, par fixation de l'oxygène sur les doubles liaisons. C'est le phénomène de la siccativité;

Soit par la chaleur, sous atmosphère inerte. Il se produit alors une polymérisation vraie, s'effectuant vraisemblablement en deux étapes :

1° déplacement des doubles liaisons de façon à donner à l'acide une structure conjuguée;

2° addition ou condensation de Diels-Alder de cet acide avec une autre molécule d'acide conjugué ou non.

(²) H. Hadorn et R. Jungkunz, *Mitt. Lebensmittel-unters. u. Hyg.*, 40, 1949, p. 61-95.
(³) Sperry, *J. Biol. chem.* 118, 1937, p. 377.
(⁴) Vizern et Guillot, *Chimie et Industrie*, 23, n°3 *bis*, p. 396.

D'après ce mécanisme, plusieurs isomères sont possibles. On appelle acide dilinoléique le mélange des acides en C_{36} obtenu à partir de l'acide linoléique; la réaction peut aller plus loin par fixation d'une troisième molécule d'acide et l'on obtient des trimères dits acide trilinoléique.

Cependant, en polymérisant par la chaleur, il se produit une importante décarboxylation.

On a montré [1] que la présence d'eau pendant la polymérisation diminuait la décomposition de l'acide et favorisait la formation du dimère aux dépens du trimère.

Si nous effectuons la polymérisation de l'acide linoléique par la chaleur sous atmosphère inerte, le rendement en acide dilinoléique sera donc influencé par trois facteurs : la température, la durée de l'opération, la quantité d'eau employée comme catalyseur.

Nous avons essayé d'étudier l'influence de ces trois facteurs et avons obtenu les résultats suivants :

Nous sommes partis d'acides gras d'huile de coton et par cristallisation avons éliminé les acides saturés. Le produit ainsi obtenu nous a servi de matière première pour les essais de polymérisation. L'analyse montre qu'il contient 73 % d'acide linoléique et 23 % d'acide oléique; ses constantes sont les suivantes : indice d'iode, 156; indice d'acide, 189.

Les polymérisations ont été effectuées à l'autoclave sous atmosphère d'azote.

Après polymérisation, les différents échantillons ont été soumis à une distillation moléculaire pour séparer les composés en C_{18}, C_{36}, C_{54} [2].

La mesure de l'indice d'iode nous a permis d'avoir rapidement une idée de la polymérisation puisque l'acide linoléique a théoriquement un indice d'iode de 181, l'acide dilinoléique un indice d'iode de 90,5 et l'acide trilinoléique un indice d'iode de 60.

Influence de la température. — 1° A 325°, pour une durée de polymérisation de 7 h et avec des quantités variables d'eau, la polymérisation est faible. Ainsi l'indice d'iode passe de 156 à 136 dans le cas le plus favorable;

2° A 340°, dans les mêmes conditions, l'indice d'iode passe de 156 à 98. La polymérisation est appréciable;

3° A 360°, dans les mêmes conditions, l'indice d'iode passe de 156 à 83. La polymérisation est satisfaisante dans ce cas.

Influence de la durée. — Pour des durées de polymérisation inférieures à 3 h, la polymérisation est faible. A partir de 4 h, elle est bonne et semble à peu près constante au delà.

---

(1) Goebel, *J. Amer. Oil Chem. Soc.*, **24**, 1947, p. 65.

(2) T. F. Bradley et W. B. Johnston, *Ind. Eng. Chem.*, **33**, 1941, p. 86.

Influence de la quantité d'eau. — La présence d'eau diminue toujours la décomposition des acides. Nous donnons en exemple l'influence de l'eau sur la polymérisation à 360° pendant 7 h sous atmosphère d'azote.

Eau (%).	Composés en C_{36} (%).	Acide dilinoléique (%).	Produits en C_{36} décarboxylés (%).
0	38	31,5	17
1	33	28	15
3	27	24,5	11
5	27,5	25,5	7
7	25,2	24	5
20	17,5	16,5	2,5

Conclusions. — De l'ensemble de nos résultats expérimentaux, on peut conclure que la polymérisation est d'autant meilleure que la quantité d'eau est plus faible, mais que la décomposition de l'acide est d'autant plus forte que la quantité d'eau est plus faible. Aussi, dans les conditions opératoires utilisées, pour obtenir le meilleur rendement en acide dilinoléique, on opérera vers 360° pendant 5 à 7 h et en présence d'environ 5 % d'eau.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Dérivés N-alcoylés du phényl-1 amino-2 propanediol-1.3. Application à la synthèse d'une chloromycétine N-méthylée.* Note de MM. **Albert Funke** et **Pierre Kornmann**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Par action de différentes amines primaires et secondaires sur l'éther benzylidénique du phényl-1 bromo-2 propanediol, les auteurs préparent des dérivés N-alcoylés du phényl-1 amino-2 propanediol-1.3. Du dérivé N-méthylé, ils passent à la N-méthylchloromycétine.

Dans une précédente Communication [1] nous avons signalé que l'action de l'ammoniac sur l'éther benzylidénique du phényl-1 bromo-2 propanediol-1.3 permet une synthèse facile du thréo phényl-1 amino-2 propanediol-1.3. Nous avons essayé de généraliser la méthode en employant, non plus de l'ammoniac, mais des amines. On obtient ainsi les dérivés N-substitués correspondants auxquels, par analogie avec le produit non substitué, nous attribuerons provisoirement la configuration thréo.

Cette réaction présente un double intérêt. D'une part, elle permet d'accéder à des dérivés ω-hydroxylés de la série de la pseudo-éphédrine, à partir desquels on peut passer à la série de l'éphédrine par une inversion de Walden ; d'autre part, elle permet la synthèse de dérivés N-substitués de la chloromy-

---

[1] *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1631.

cétine. Dans l'étude des relations entre structure et activité, il est en effet intéressant de savoir si, dans la formule de la chloromycétine, une substitution de l'hydrogène de la fonction amide par un radical alcoylé entraîne une perte d'activité bactériostatique.

Préparation des amines. — La solution benzénique de l'amine est chauffée en tube scellé avec le benzal bromé. Après coupure de l'aminobenzal par ClH 3N, on obtient le chlorhydrate cherché. Le premier corps de cette série, le dérivé N-méthylé, a déjà été signalé par Cherbuliez (²) qui indique des constantes physiques très différentes de celles du composé que nous avons obtenu. Mais, en faisant agir à froid pendant deux jours une solution benzénique de monométhylamine sur du phényl-1 bromo-2 propanediol-1.3, nous avons isolé un produit solide fondant à 110° identique au composé de Cherbuliez. Son spectre d'absorption est le même que celui de l'isoéphédrine tandis que celui de l'aminoglycol, que nous avons obtenu par l'intermédiaire de l'aminobenzal, est identique à celui de l'éphédrine Ces comparaisons permettent d'éliminer l'hypothèse d'une isomérie *cis-trans* et d'attribuer à l'amine de Cherbuliez la structure iso·

$$C_6H_5-\underset{\displaystyle NHCH_3}{\underset{|}{CH}}-CHOH-CH_2OH$$

et à notre composé la formule

$$C_6H_5-CHOH-\underset{\displaystyle NHCH_3}{\underset{|}{CH}}-CH_2OH$$

Celui-ci est donc le phényl-1 méthylamino-2 propanediol-1.3, $É_{0,01}$ 134-137°. *Analyse* : N % calculé 7,73; trouvé 7,55.

Chlorhydrate : F 130°; calculé %, C 55,2; H 7,36; N 6,44; Cl 16,32; trouvé %, C 55,5; H 7,24; N 6,33; Cl 16,25.

N-benzoylé : F 164°; N % calculé 4,92; trouvé 4,70.

Nous avons aussi préparé

$$C_6H_5-CHOH-\underset{\displaystyle N(CH_3)_2}{\underset{|}{CH}}-CH_2OH$$

phényl-1 diméthylamino-2 propanediol-1.3, $É_{0,07}$ 110° (tube à boules), F 55-56°. *Analyse* : N % calculé 7,17; trouvé 7,22.

$$C_6H_5-CHOH-\underset{\displaystyle NH(CH_2)_3CH_3}{\underset{|}{CH}}-CH_2OH$$

(²) Cherbuliez, Neumrier et Lozeron, *Helv. Chim. Acta*, 14, 1931, p. 186.

phényl-1 butylamino-2 propanediol-1.3, $É_{0,05}$ 162-3°. *Analyse :* N % calculé 6,28; trouvé 6,03.

$$C_6H_5—CHOH—CH—CH_2OH$$
$$|$$
$$NH—C_6H_{11}.$$

phényl-1 cyclohexylamino-2 propanediol-1.3 chlorhydrate : F 159°. *Analyse :* Calculé %, C 63,1, H 8,43, Cl 12,45; trouvé C 62,70, H 8,41, Cl 12,65.

Synthèse d'une chloromycétine N-*méthylée.* — En partant du phényl-1 méthylamino-2 propanediol-1.3 on passe au dérivé triacétylé $É_{0,01}$ 165°. *Analyse :* Calculé %, C 62,47; H 6,74; N 4,56; trouvé %, C 62,60; N 6,84; N 4,51.

Celui-ci, après nitration par l'acide nitrique fumant, à une température comprise entre 30 et 35°, est désacétylé par chauffage par ClH 1,5 N. Le chlorhydrate du *p*-nitrophényl-1 méthylamino-2 propanediol-1.3 ainsi obtenu fond à 145° après recristallisation dans l'alcool éthylique : N % calculé, 10,68; trouvé, 10,63; Cl % calculé, 13,52; trouvé, 13,20.

A partir de la base libre, on prépare le dérivé N-dichloroacétylé fondant à 139° après recristallisation dans l'acétate d'éthyle : Calculé %, C 42,70; H 4,15; N 8,30; trouvé %, C 43,08; N 4,19; N 8,67.

La N-méthylchloromycétine est inactive *in vitro* à la concentration de 400 γ par centimètre cube sur *Salmonella typhi*.

GÉOLOGIE. — *Évolution tectonique de la fosse de Chantonnay et extension de la mer des faluns dans le Nord de la Vendée.* Note de M. **Gilbert Mathieu**, transmise par M. Pierre Pruvost.

1. Des recherches nouvelles et plus détaillées sur le Nord du Bocage vendéen, entre le plateau granulitique des Alouettes, le grand batholite de granite à deux micas de Tiffauges et le sillon houiller de Malabrit, me permettent d'affirmer que le synclinorium de Chantonnay devient complexe bien qu'ayant perdu ses arêtes synclinales siluriennes et qu'il se subdivise en deux compartiments séparés par les gneiss de Montaigu.

En effet, la lentille de Briovérien de forme losangique de la Guyonnière présente une structure synclinale s'appuyant normalement au Nord-Est sur les gneiss subverticaux, inclinés 75° à 80° Sud-Ouest, de la Jonchère, Treize-Septiers, la Boissière de Montaigu. Elle est limitée à l'Ouest par un pli faille très important comportant un remplissage de quartz au château de Bois Corbeau et au château de la Roche en la Guyonnière. Dans la série des gneiss et amphibolites de Montaigu, la direction des bancs, de Nord-

Ouest-Sud-Est, passe à Est-Ouest à Pont-Légé, puis les amphibolites à pendage 20° Sud-Est, traversées de pegmatite et d'aplite, arrivent au contact avec le Briovérien (10° Nord-Est).

Les différentes zones de métamorphisme du cristallophyllien butent par une faille hercynienne, ayant plus de 1000 m de rejet, contre le Briovérien non métamorphique. Cette faille est déjà indiquée sur la première édition de la feuille de Cholet, due à Bochet (1896), mais la révision des contours souligne l'importance de cette cassure qui se poursuit à l'Est par le filon de quartz du petit bourg des Herbiers et sans doute aussi celui de Saint-Amand-sur-Sèvre (¹).

Il y a donc un axe synclinal passant par la Guyonnière, Bazoges-en-Pareds et, si le Briovérien de cette lentille disparaît par relèvement de l'axe, on constate de nouveau des pendages opposés dans le Briovérien du petit bourg des Herbiers, au pied du Mont des Alouettes, indication ultime de cette arête synclinale. Inversement, suivant la transversale Les Herbiers-La-Roche-sur-Yon, le synclinal principal commence son ennoyage de Chantonnay. Les granites compris entre la Sèvre Nantaise et le plateau des Alouettes sont bien en position anticlinale dans cette partie de la Vendée contrairement à la granulite des Deux-Sèvres englobant les bandes de grès armoricain (²). L'anticlinal noyé dans le granite à Tiffauges apparaît nettement plus au Sud-Est dans le Briovérien de Saint-Amand-sur-Sèvre (feuille de La Roche).

2. Ce synclinorium de Chantonnay, qui a présenté une subsidence continuelle depuis le Cambrien jusqu'au Permien, s'est affaissé une nouvelle fois pour recevoir les dépôts des mers jurassiques venant de l'Aquitaine. Au tertiaire, un effondrement très récent lui donne la structure d'un fossé déjà signalé par Ch. Barrois (³) et par M. A. Guilcher (⁴).

Des travaux entrepris récemment par la commune de Treize-Septiers (Vendée) apportent des résultats nouveaux sur l'extension de la mer des faluns dans le Nord de la Vendée. Dans le village même de Treize-Septiers un puits et une fouille font découvrir l'existence d'une argile sableuse blanche fossilifère, avec débris de quelques millimètres de polypiers, bryozoaires, éponges. Deux exemplaires de dents de *Carcharodon megalodon* Agassiz (⁵) et de nombreuses côtes d'*Halitherium* ont été récoltés par M. le Maire de Treize-Septiers dans une poche de Miocène limitée étroitement par des rochers de gneiss, et cela sous couverture de tourbe.

(¹) G. Mathieu, *Bull. Serv. Carte géol. Fr.*, n° 229, 48, 1950, p. 96.

(²) G. Mathieu, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2465.

(³) *Ann. Soc. Géol. Nord*, 55, 1930, p. 152-153.

(⁴) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 381.

(⁵) Ces dents de *Carcharodon* sont déposées, l'une au Musée de Montaigu et l'autre chez M. le Maire de Treize-Septiers.

Si le faciès de Treize-Septiers est assez spécial pour l'Helvétien du Bocage Vendéen, c'est sans doute en raison de la position paléogéographique de cette anse de la mer des faluns dans une région où le ruissellement apportait l'argile blanche de couverture des gneiss et granites. Par contre, à Bois-Chalons (cote 57), à 4 km à l'Est de Montaigu, c'est le véritable falun calcaire, identique lithologiquement à celui de Doué-la-Fontaine et de Mirebeau-de-Poitou, qui vient d'être touché sous le limon par le puits d'une ferme.

Les deux nouveaux gisements de Treize-Septiers et de Bois-Chalons changent les contours de la mer des faluns de Touraine (Helvétien) qui s'est avancée beaucoup plus vers Cholet qu'on ne l'admettait jusqu'à présent à la suite de Vasseur [6] et même de Couffon [7]. Ces gisements permettent de tirer les deux déductions suivantes : 1° le falun de Bois-Chalons est effondré dans le compartiment de Briovérien de la Guyonnière, au pied du relief de faille d'une vingtaine de mètres et la faille Est de Montaigu Vendée, satellite de la faille de Chantonnay, a eu un jeu ultime postérieur à l'Helvétien, tout comme la grande cassure du sillon houiller vendéen; 2° il y a une très grande analogie de faciès entre l'argile blanche de Treize-Septiers et l'argile blanche de Vendrennes formant le sous-sol du Parc Soubise (visible dans les fossés sous le limon).

Il est donc très probable que l'Helvétien sous faciès argileux a envahi la fosse de Chantonnay par le Nord, jusque vers Mouchamps.

Entre ces deux failles limites, celle de Chantonnay au Sud-Ouest et celle des Herbiers au Nord-Est, la fosse de Chantonnay, suivant son profil en long, a donné un mouvement de bascule post-hercynien. Inclinée vers l'Aquitaine pendant la Jurassique, elle formait au contraire un glacis vers la Bretagne au Miocène, le Sud du Bocage et la Gâtine se relevant pour dominer le détroit du Poitou. Ajoutons qu'il n'est pas impossible que les sables rouges des Essarts et même ceux qui sont épars sur la Gâtine constituent un faciès latéral continental rouge de l'Helvétien et non du véritable Pliocène. De 200 m d'altitude, au Nord de Parthenay, ils descendent à 103 m aux Sablières des Maisons Rouges des Essarts.

GÉOLOGIE. — *Lithologie des formations marécageuses côtières du littoral provençal.* Note de M. **Jean-Joseph Blanc**, transmise par M. Pierre Pruvost.

Les sédiments observés au fond des marais actuels et sub-actuels du littoral provençal sont de couleur grise, souvent noire. Ils se caractérisent par un complexe sablo-limoneux qui traduit l'influence des différents

(6) *Thèse,* Paris. 1881, *voir* carte 320 000°.
(7) *Précis géologie angevine*, Angers, 1934.

facteurs intervenant dans leur formation. La fraction grossière est un sable marin dunaire, mis en place au bord du marais après un très faible transport éolien. La fraction fine est plus complexe; il s'agit de limons et de vases noirâtres riches en colloïdes et en matières organiques provenant de la destruction des banquettes de feuilles de Posidonies accumulées sur le cordon littoral. Le fond du marais est le siège d'abondantes émanations sulfhydriques. Des marais sub-actuels, tels que ceux de Gouringout, près de Sanary, étaient alimentés par des ruisselets apportant une faune d'eau douce (*Bithinia* roulées dépourvues de leur opercule) et quelques argiles en suspension. D'autre part, les infiltrations marines sont continues à travers les galets du cordon littoral. L'association des *Phragmites* se développe dans ce milieu et l'enrichit en matières organiques. Les paquets de feuilles de Posidonies amenés dans le marais par les coups de vagues et par le vent (les actions éoliennes sont importantes dans la mise en place de la fraction sableuse) s'accumulent et forment des lentilles noirâtres. Il est fréquent de rencontrer, au cours de sondages, des souches et des feuilles de Posidonies non décomposées. En fait, ce milieu ne semble pas évoluer en la manière d'un *sulphuretum* ou d'un *sapropel*. Cependant, j'ai observé, à l'anse du Rouet et à Giens, de petites lentilles charbonneuses correspondant à d'anciens amas végétaux. La plupart du temps, ces marais jalonnent des dépressions d'arrière dunes (Gouringout, Lavandou). Ceci explique la présence de très nombreux débris de Posidonies et de quelques galets dans la vase à *Bithinia*. Parfois, une rupture de l'ancien cordon de galets ramène la grève actuelle à l'emplacement du marais initial. A Gouringout, le cordon recouvre et déborde les vases et se termine en coin à la limite des limons actuels et des limons de remplissage post-flandriens, à plus de 180 m à l'intérieur des terres.

Les marais post-flandriens et sub-actuels sont en tous points comparables aux marais littoraux actuels du Lavandou et de Port-Man (Port-Cros). Ces marais saumâtres sont en relation, d'une part avec la nappe des limons actuels et sub-actuels et, d'autre part, avec la nappe d'infiltration marine. Cependant, ces zones marécageuses, actuelles ou sub-actuelles, s'établissent à partir d'un *substratum* argileux constitué le plus souvent par le niveau de base du surcreusement pré-flandrien dans les séries de la Coudourière (cailloutis de piedmont à matrice argileuse). De plus, le marais littoral est en relation avec les dunes d'arrière-plage, plus ou moins fixées par l'*Ammophiletum* et recouvertes par les banquettes de Posidonies.

Les actions éoliennes jouent un rôle déterminant dans ces colmatages. Ainsi, le marais peut être complètement enseveli (Giens, plage du Ceinturon) ou déplacé au cours des temps historiques (plage des Lecques). Les stades intermédiaires s'observent sous la forme d'intercalations sablonneuses à Helix dunaires et à lentilles noirâtres de débris de Posidonies

(la banquette détruite est rejetée au fond du marais). L'action des ruisseaux ne cesse pas pour autant, mais elle se borne à un apport régulier en limons et en colloïdes (Gouringout, anse du Rouet).

L'accumulation de ces formations marécageuses présente souvent une puissance étonnante au débouché des vallons correspondant à des modelés pré-flandriens. Il paraît difficile d'évoquer exclusivement d'éventuels phénomènes de tassement ou des actions tectoniques récentes. L'on est alors conduit à envisager la régression post-tyrrhénienne à une cote bien inférieure à — 25 — 30 m (sondages de Giens étudiés par C. Gouvernet). Ces formations se poursuivent, en effet, jusqu'à — 40 m et reposent directement sur l'éboulis de piedmont pré-flandrien. Ce dernier, comme l'avait pressenti J. Bourcart, forme l'infrastructure du tombolo oriental de Giens. Ces dernières questions sont actuellement en cours d'étude.

GÉOLOGIE. — *Sur l'interprétation, comme diapirs descendants, de certaines des bandes de terrains secondaires pincées dans les massifs cristallins externes des Alpes.* Note de M. **Claude Bordet**, transmise par M. Pierre Pruvost.

Des bandes étroites de terrains secondaires (Trias et parfois Lias), pincées dans les massifs cristallins externes des Alpes, ont été observées depuis longtemps, par exemple dans les régions du lac de la Girotte et d'Arèches, au Nord du Massif de Belledonne.

On a interprété ces bandes, parfois nombreuses, parallèles et rapprochées, comme les racines synclinales de plis pincés, intéressant à la fois le socle cristallin écaillé et sa couverture sédimentaire; les parties anticlinales de ces plis auraient été détruites par l'érosion, ou sectionnées et entraînées par un glissement tardif de la couverture.

Récemment, M. L. Moret (1) a parlé de synclinaux pincés en profondeur dans la masse des roches cristallines et invisibles en surface. Il a employé le terme de « retard tectonique » pour expliquer cette structure.

Cette interprétation ne paraît pas convenir à tous les cas observables et il y a lieu de distinguer deux structures d'origine différente.

1. *Les synclinaux pincés dans le socle cristallin.* — Ils sont plus ou moins inclinés : leur remplissage est fait de Trias, parfois de Lias. Mais ce qui les caractérise est le fait que leurs flancs sont constitués, de manière plus ou moins visible, par un fragment de la pénéplaine post-hercynienne repliée sur elle-même; celle-ci est encore recouverte par les premières roches sédimentaires qui s'y sont déposées au début du Trias : quelques dizaines de centimètres ou quelques mètres d'arkose ou de quartzite grossier y

(1) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1404.

recouvrent des roches cristallines plus ou moins altérées ou rubéfiées (Bésimaudites).

On constate, en effet, que ces formations ont toujours fait partie, au point de vue tectonique, du socle cristallin, les décollements de couverture s'étant opérés au niveau des gypses, anhydrites et cargneules qui les surmontaient initialement.

Ainsi se présente le synclinal de la Bathie-Basmont, séparant le rameau externe du rameau interne de Belledonne.

2. *Les Diapirs descendants encastrés dans le socle cristallin.* — Ce sont d'étroites bandes de cargneules, ou des masses d'anhydrite et de gypse fortement plissotées ou à structure fluidale, certainement d'origine triasique, ou encore parfois des paquets de Lias, formant des amandes jalonnant des failles ou des zones mylonitiques du socle cristallin. Elles peuvent affleurer en surface ou, au contraire, n'exister qu'en profondeur où les rencontrent les travaux souterrains [2].

Les contacts entre les roches sédimentaires et celles du socle sont francs, souvent laminés, mais l'on n'y observe, ni les niveaux de base du Trias, ni aucune altération, ni rubéfaction, du cristallin qui puisse représenter la trace fossile de la pénéplaine post-hercynienne.

Par contre, ces bandes jalonnent parfois d'épaisses zones de mylonites, correspondant à des compressions et à des écrasements intenses du cristallin, incompatibles avec la mise en place simultanée d'un matériel aussi plastique que l'anhydrite, par exemple. Il nous paraît donc probable que la phase principale d'écrasement du socle avec formation de mylonites est antérieure à la mise en place des paquets de roches secondaires.

La position tectonique de ces formations secondaires est donc anormale; ce ne sont pas des synclinaux. Nous pensons qu'il s'agit plutôt d'un remplissage *per descensum* de failles ou de zones de friction ouvertes dans le cristallin.

Le Trias salifère et, éventuellement, le Lias, ont pu s'y écouler spontanément par gravité pendant une phase de détente tectonique, mais il semble plus probable qu'ils y aient été injectés sous une pression résultant, soit de la charge de la couverture superposée, soit d'une poussée orogénique s'exerçant sur la couverture. Ils s'y sont mis en place par un processus analogue à celui de la presse hydraulique, probablement facilité par le jeu des accidents tectoniques.

Cette hypothèse permet d'expliquer la présence de bandes de Trias profondément encastrées dans le socle cristallin en des régions où la géométrie de la pénéplaine post-hercynienne peut être reconstituée et ne

---

(2) C. Bordet et J. Crosnier Leconte, *C. R. somm. Soc. Géol. France*, n° 9, 1952, p. 159.

présente ni écaillage, ni chevauchement, mais seulement des fractures et des gauchissements à grand rayon de courbure.

La bande d'anhydrite rencontrée dans la galerie d'Isère-Arc, attaque de Randens, les bandes discontinues de Trias passant à l'Ouest du Grand Mont en sont des exemples typiques.

3. Ces deux types de structures ne s'excluent du reste pas l'un l'autre et il semble que parfois un diapir descendant puisse prolonger vers le bas un véritable synclinal localisé dans une zone de dislocation du cristallin.

GÉOPHYSIQUE. — *Phénomènes dynamiques dans les couches ionosphériques.* Note (*) de M. **Klaus Bibl**, présentée par M. Jean Cabannes.

Un nouveau sondeur permet l'observation des variations ionosphériques transitoires. On a constaté que ces perturbations rapides se propagent presque toujours de haut en bas.

Depuis février, nous effectuons, à Fribourg, des enregistrements ionosphériques continus à l'aide d'un nouveau sondeur ionosphérique à grande vitesse de balayage (1). Nos observations couvrent à peu près deux jours par quinzaine. L'ionogramme complet montrant les hauteurs virtuelles en fonction de la fréquence (l'amplitude des échos étant indiquée par la luminosité) apparaît visiblement sur l'écran d'un tube à r. c. à longue rémanence. La durée d'une pose étant 12 s, on obtient des films cinématographiques (8 mm) avec un ralenti de 1 : 300. La projection en cinéma de ces films nous permet de voir directement toutes les variations ionosphériques. A part des variations lentes déjà connues, les films nous ont montré beaucoup de phénomènes nouveaux :

1. Il existe souvent, pendant la journée, des *mouvements transitoires* de l'ionisation débutant toujours très haut et se propageant rapidement vers le bas. Ces « extraionisations » se manifestent toujours par une irrégularité de l'intensité de l'écho qui se décale rapidement vers les fréquences plus basses. On voit souvent aussi un faible abaissement de la hauteur virtuelle de la trace des échos dans une petite gamme de fréquence (se décalant dans le même sens). Il y a une déformation de la trace ayant à peu près la forme de la lettre N. Ce phénomène presque absent pendant la nuit est observé très souvent pendant la journée. Sa « durée de vie » est de quelques minutes seulement.

2. Parfois les variations de la trace des échos deviennent si importantes que l'on obtient une forme en « *lacet* ». Dans ces cas, la déformation

---

(*) Séance du 29 septembre 1952.

(1) K. Bibl, *Ann. Géophys.*, 7, 1951, p. 265-267.

ressemble à la lettre Z, c'est-à-dire que l'on obtient trois points de réflexion pour une seule fréquence.

3. Des *couches intermédiaires* entre E et F qui ont fait l'objet de publications antérieures ([2]) ont pu être observées naissant pendant la journée dans des stratifications de la couche F. Elles aussi ont tendance à descendre, mais plus lentement que les phénomènes mentionnés sous 1 et 2. La durée du développement complet dépasse souvent 1 h.

4. Ce développement aboutit, en général, à la formation d'une *couche* E2s *ou* Es ([3]). La couche sporadique ainsi formée peut exister pendant plusieurs heures : son existence peut se prolonger après le coucher du Soleil.

5. Par contre, la plupart des *couches* Es semblent avoir leur origine dans l'altitude de 100 à 120 km. D'importantes *variations* de la « fréquence limite » et de la « blanketing frequency » peuvent avoir lieu au cours de quelques minutes.

6. Le développement d'un *dédoublement* de la *trace* F2 a pu être étudié en détail. Ce phénomène est observé aussi dans les enregistrements habituels.

L'interprétation physique de nos observations est rendue difficile par le fait que la distinction des mouvements horizontaux et verticaux est ambiguë dans le cas d'un seul endroit de sondage. Néanmoins, nous ne croyons pas que des mouvements horizontaux puissent expliquer la plupart de nos observations, sauf celles indiquées sous 5 et 6. Le sens unique du développement des phénomènes 1 et 2 (dans le sens d'une diminution de la fréquence d'observation et, *a fortiori*, de la hauteur *vraie*) ne se prêterait à une explication à partir d'un mouvement horizontal que sous des hypothèses extrêmes. Nous croyons donc qu'il s'agit réellement de perturbations venant d'une altitude très grande et qui se propagent rapidement vers le bas. La vitesse semble diminuer vers le bas. La plupart de ces perturbations transitoires semblent s'amortir dans le minimum d'ionisation existant au-dessus de la région E; elles y disparaissent ou peuvent donner lieu à la formation d'une couche E2s ou Es (*voir* 4). En tout cas, la fréquence critique de la couche E correctement définie ([4]) n'est pas influencée sensiblement. Nous ne pouvons pas encore préciser si les petites stratifications observées dans la trace de la couche E ont une relation quelconque avec les phénomènes indiqués.

Nous supposons d'ailleurs que les irrégularités de l'intensité des échos

---

([2]) K. Bibl, *La stratification* F_0 *et les couches intermédiaires entre les régions* E *et* F *de l'ionosphère,* rapport R9, 1950 du *Service de Prévision Ionosphérique Militaire. Voir* aussi *SPIM-R* 13 (1950).

([3]) E. V. Appleton, R. Naismith et L. J. Ingram, *Proc. Phys. Soc.*, 51, 1939, p. 81-92; R. W. E. Mc Nicol et G. de V. Gipps, *J. Geophys. Res.*, 56, 1951, p. 17-31; *Radio Res. Board* (Austr.), report R3, 1944.

([4]) K. Bibl, *Ann. Géophys.*, 7, 1951, p. 208-214.

mentionnées sous 1 sont, elles aussi, le résultat d'une variation d'ionisation qui est plus faible et localisée, donnant lieu ainsi à une déformation des surfaces d'égale ionisation qui se traduit par une variation du coefficient de réflexion.

Les mouvements verticaux nous indiquent l'existence de processus transitoires dans les couches supérieures de l'ionosphère qui attendent encore une explication théorique. Les variations observées de la densité électronique sont relativement faibles à l'altitude de la couche F, mais le gradient peut, néanmoins, être fort (l'extension de la perturbation en altitude étant petite par rapport à l'échelle des hauteurs). Les effets 1 et 2 au moins pourraient être dus à des influences météorologiques. Nous avons aussi considéré la possibilité d'une advection d'ionisation venant du sommet de l'atmosphère. La suite répétée des perturbations que nous observons souvent apporterait ainsi une contribution non négligeable à l'ionisation même de la couche F2.

Certains clichés bizarres obtenus par les sondages lents normaux s'expliquent maintenant comme pose instantanée d'un mouvement transitoire. Une interprétation en termes statiques n'est plus justifiée.

GÉOPHYSIQUE. — *Une influence lunaire sur l'altitude du centre de la couche ionosphérique* F 2. Note (*) de M. **Rudolf Eyfrig**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'altitude du centre de la couche F 2 subit une influence lunaire de quelques pour-cent à Huancayo (Pérou) pendant l'été local. Aux latitudes moyennes, une telle influence, si elle existe, est beaucoup moins grande.

L'existence d'une influence lunaire sur une caractéristique ionosphérique a été démontrée la première fois par Appleton et Weekes ([1]) pour la hauteur virtuelle de la couche E. Puis Martyn ([2]), a détecté un effet dans les mesures de la fréquence critique de la couche F 2 effectuées à Huancayo, station située sur l'équateur magnétique. Ces indications ont été précisées par Mc Nish et Gauthier ([3]) et par Bartels ([4]). Burkard ([5]) semble avoir été le premier à révéler une influence (plus faible) dans les mesures d'une station de moyenne latitude, à savoir Washington. Enfin, Mc Nish et Gauthier ([6]) ont pu constater qu'à Huancayo une certaine stratification de la couche F 2 n'a lieu que lors de certaines phases lunaires.

(*) Séance du 29 septembre 1952.

([1]) *Nature*, 142, 1938; *Proc. Roy. Soc.*, A 171, 1939, p. 171-187.

([2]) *Proc. Roy. Soc.*, A 190, 1947, p. 273-288.

([3]) *J. Geophys. Res.*, 54, 1949, p. 181-185 et 303-304.

([4]) *J. Atm. Terr. Phys.*, 1, 1951, p. 2-12.

([5]) *Terr. Magn. and Atmosph. Electricity*, 53, 1948, p. 273-277.

([6]) A. G. Mc Nish, *Proc. Conf. Ionosph. Phys.*, Pennsylvannis State College, II (1930).

A la suite de nos études sur la hauteur du centre de la couche F 2 et ses variations au cours du cycle solaire ([7]), nous avons analysé les valeurs du facteur appelé (M 3 000) F 2 qui caractérise à peu près la hauteur du maximum d'ionisation de cette couche (valeurs de midi, soit moyenne des mesures de 11, 12, 13 h locales). L'examen critique des mesures de Fribourg (latitude géographique 48,1° N, inclinaison magnétique 63,5° N) d'une part, de Huancayo en Pérou (12° S; 0,5° S) d'autre part, nous a conduit à des résultats nettement différents.

A Huancayo, station située au Sud de l'Équateur, nous trouvons une nette influence lunaire (± 3 %) pour les mois de novembre à février, tandis que l'effet devient très faible en hiver local. On obtient ainsi une période de 12 h dont les maxima se situent à midi et minuit lunaire [à un maximum du facteur (M 3 000) correspond un minimum de la hauteur du centre de la couche]. Ce résultat est déjà obtenu à l'aide des mesures de 6 mois d'été local, après élimination des jours perturbés magnétiquement. La distinction des saisons introduite par Bartels ([4]) s'est donc révélée intéressante.

Par contre, dans les mesures de Fribourg nous n'avons pas pu détecter un effet mesurable, malgré le fait que les mesures de 4 ans aient été examinées. Différents groupements suivant la saison ont été essayés; nous avons l'impression qu'il y a peut-être un très faible effet en été (mai à août), mais le nombre et l'exactitude des mesures ne sont pas suffisants étant donné que les lectures sont généralement effectuées à 3% près seulement. Nous espérons arriver à un résultat plus net à l'aide des mesures plus exactes qui sont maintenant effectuées à la station ionosphérique du Spim, à Fribourg.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Variation diurne de l'épaisseur réduite et de la température moyenne de l'ozone atmosphérique aux basses latitudes.* Note de M. **Abdul Khaleq** et Mme **Arlette Vassy**, présentée par M. Pierre Lejay.

En 1948, Karandikar ([1]) présentait des mesures de la variation journalière de l'épaisseur réduite de l'ozone atmosphérique qui mettaient en évidence une nette dépression vers midi. A la suite de ce travail, l'un de

([7]) R. Eyfrig, *Revue Scientifique*, 86, 1948, p. 673-674; *Z. angew. Physik*, 3, 1951, p. 96-103.

([1]) *Proc. Ind. Sc.*, 28, 1948, p. 63.

nous, en collaboration avec E. Vassy [2], avait attiré l'attention sur le fait que les épaisseurs réduites mesurées par la méthode qu'a utilisée Karandikar étaient entachées d'une erreur due à l'influence de la température sur le coefficient d'absorption relatif à une des longueurs d'onde choisies; ceci entraînait vraisemblablement une superposition de deux effets : diminution effective de l'épaisseur réduite et diminution apparente due à l'élévation de température.

Nous avons effectué à Kaboul (Afghanistan), latitude 34°, altitude 1800 m, une série de mesures sur l'ozone atmosphérique échelonnées sur une année complète, de décembre 1950 à décembre 1951, avec un spectrographe à optique de quartz. Les conditions atmosphériques particulièrement favorables, nébulosité rare, faible humidité, absence de brume, ont permis d'excellentes mesures en enregistrant le spectre de la lumière solaire diffusée au zénith, dans les limites d'application de cette méthode.

Parmi les journées d'observation, une vingtaine environ ont été spécialement choisies pour étudier la variation diurne de l'épaisseur réduite et de la température; les observations étaient faites toutes les 10 m pendant les 3 h avant et après le passage du Soleil au méridien. La variation de l'épaisseur réduite en fonction de la masse d'air fait apparaître, pour chacune de ces journées, une sensible diminution autour de midi local, souvent un peu en retard sur cette heure. Nos observations nous ont permis de dégager une variation saisonnière : la dépression méridienne, faible en hiver, environ 5 % de l'épaisseur réduite, dépasse 20 % au printemps et en été; pendant l'été, elle s'étale sur une plus longue durée.

On a observé un autre phénomène déjà signalé par Karandikar [2] : les épaisseurs peuvent être légèrement plus grandes l'après-midi que le matin pour une même distance zénithale, mais ce fait n'est pas général. D'ailleurs, de nombreuses journées montrent de faibles variations irrégulières de l'épaisseur réduite.

L'étude de la température moyenne, effectuée tous les jours où la stabilité de l'atmosphère permet d'obtenir cette donnée avec précision, a montré, dans tous les cas, un réchauffement au milieu de la journée, ce qui confirme l'hypothèse faite précédemment [2]. L'élévation de température observée est assez variable et ne paraît pas en relation avec la saison. Les résultats détaillés de cette étude seront publiés dans un autre recueil; ils permettent d'obtenir des renseignements intéressants dans des régions où les situations météorologiques sont mal connues.

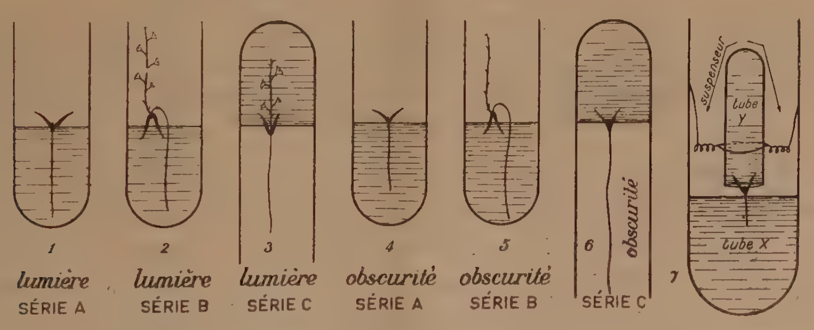
---

[2] *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 764

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Culture aseptique d'embryons de* Ginkgo biloba : *Rôle des cotylédons dans l'absorption du sucre et la croissance de la tige.* Note de Mlle **Camille Bulard**, présentée par M. Raoul Combes.

« Lorsqu'on réalise des cultures aseptiques d'embryons de *Ginkgo biloba*, on observe une inhibition de croissance de la tige quand seule la racine est en contact avec le milieu synthétique employé. Par contre, si les cotylédons touchent seuls le substratum, la tige se développe. La présence de sucre dans le milieu est indispensable à la croissance des embryons. Pour que la tige puisse croître, il faut que le sucre soit absorbé par les cotylédons. »

Des embryons de graines mûres sont prélevés aseptiquement et cultivés, dans un milieu de Knop dilué de moitié, avec 10 gouttes de solution de Berthelot modifiée par Gautheret, 30 g de glucose et 8 g de gélose par litre de solution. On dispose la moitié des cultures à la lumière dans une étuve à 24° C et à l'humidité ambiante, l'autre moitié à l'obscurité dans une chambre conditionnée à la même température et à 90 % d'humidité. Les embryons sont placés plongeant dans le milieu tantôt par leurs racines (série A), tantôt par leurs cotylédons ; dans ce dernier cas, une partie des tubes est maintenue droite (série B), tandis que l'autre est renversée (série C) (*voir* figures).



Représentation schématique des expériences réalisées.

Voici quels sont les résultats obtenus :

1. *A la lumière : Série* A. — La croissance de la racine est lente mais continue, tandis que celle de la tige est inhibée. Cependant, si un cotylédon en se recourbant vient à toucher le milieu par son extrémité, la croissance de la tige se produit.

Série B. — La racine croît un peu plus rapidement que dans la série A. Son géotropisme la fait courber et s'enfoncer dans le milieu. Six à huit jours après le début de la croissance de la racine, la tige se développe à son tour munie de nombreuses feuilles bien constituées.

Série C. — Les résultats sont identiques à ceux de la série B. Ces résultats montrent clairement la nécessité du contact des cotylédons avec le milieu nutritif pour obtenir la croissance de la tige.

Ayant établi, en outre, que la présence de sucre dans le milieu est indispensable pour la croissance de l'embryon, nous avons voulu voir si la levée d'inhibition de la tige n'était pas en rapport avec l'absorption de sucre par les cotylédons. A cet effet, l'expérience ci-après fut réalisée : Dans des tubes de gros calibre (30 mm, tube X), on introduit 30 cm³ de milieu nutritif complet. Des tubes de petit calibre (12 mm, tube Y) sont remplis du même milieu nutritif, mais dépourvu de sucre. Chaque tube Y est introduit l'ouverture vers le bas dans un tube X et y est maintenu au moyen d'un suspenseur (*fig.* 7). On place aseptiquement un embryon de telle sorte que ses cotylédons soient en contact avec le milieu du tube Y et sa racine avec celui du tube X. Dans ces conditions, on obtient la réaction des embryons de la série A, c'est-à-dire qu'il n'y a aucune poussée de tige. Par contre, si le tube Y contient le milieu complet, c'est-à-dire comportant du glucose, on retrouve la réaction observée avec les embryons des séries B et C : il y a croissance de la tige. Ces séries d'expériences démontrent que le passage du sucre dans l'embryon par ses cotylédons est indispensable pour obtenir la croissance de la tige.

Croissance des racines (R) *et des tiges* (T)
en millimètres pour 15 *embryons par série; cultivés pendant* 23 *jours.*

	Lumière.						Obscurité.					
	A.		B.		C.		A.		B.		C.	
Jours.	R.	T.	R.	T.	R.	T.	R.	T.	R.	T.	R.	T.
1....	3	1	3	1	3	1	3	1	3	1	3	1
8....	9	2	12	3	14	3	10	2	10	3	22	2
13....	15	2	23	7	22	9	14	2	18	10	44	2
23....	35	2	44	32	38	29	28	2	45	30	80	2

2. *A l'obscurité* : *Série* A. — Les résultats sont tout à fait comparables à ceux de la série A à la lumière.

Série B. — Comme dans le cas précédent, les embryons de la série B réagissent de la même manière à la lumière, et à l'obscurité. La tige porte le même nombre de feuilles qu'à la lumière, mais sans limbe développé.

Série C. — Dans ce seul cas, la réaction de l'embryon n'est pas la même qu'à la lumière. On observe une croissance très rapide de la racine; par contre, celle de la tige est inhibée.

Par conséquent, tandis qu'à la lumière le contact des cotylédons avec le milieu suffit seul à déclencher la croissance de la tige, à l'obscurité

il faut à la fois que cotylédons et racine touchent le milieu. On peut chercher l'explication de ce phénomène dans le fait que l'obscurité et l'état hygrométrique élevé de la chambre conditionnée peuvent provoquer une diminution de la quantité de sucre absorbée par l'embryon. D'autre part, il n'y a pas synthèse de sucre par assimilation chlorophyllienne. Ainsi le seul contact des cotylédons avec le milieu fournirait à la tige un taux de glucose insuffisant à sa croissance. Un apport supplémentaire de sucre provenant de l'absorption par la racine suppléerait à cette carence.

En résumé, il faut que le milieu synthétique contienne du sucre pour que les embryons de *Ginkgo biloba* cultivés aseptiquement puissent croître. Si le sucre est seulement au contact des racines, la croissance de la tige ne se produit pas. Pour une croissance normale des embryons, le sucre doit se trouver au contact des cotylédons. Dans les conditions normales de germination des semences, le long emprisonnement des cotylédons de *Ginkgo* dans l'albumen assure ce contact nécessaire des tissus des cotylédons avec le sucre.

GÉNÉTIQUE. — *Nouvelles données sur la constitution enzymatique du mutant « petite colonie » de* Saccharomyces cerevisiæ. Note de MM. **Piotr P. Slonimski** et **Herbert M. Hirsch**, transmise par M. Jacques Duclaux.

Les teneurs en onze enzymes respiratoires ont été comparées chez la levure normale et chez un mutant à déficience respiratoire. Ce dernier est dépourvu d'enzymes liés aux particules sédimentables par centrifugation, alors que sa teneur en lyoenzymes est relativement peu modifiée.

Le mutant « petite colonie » ([1]) est caractérisé par l'absence totale de la respiration sensible au KCN et par une fermentation aérobie aussi forte que la fermentation anaérobie ([2]). Il est dépourvu des cytochromes *a* et *b*; les activités de la cytochrome-oxydase et de la déshydrogénase succinique sont nulles ([3]). Nous apportons maintenant les résultats relatifs à huit autres enzymes d'oxydo-réduction étudiés chez les levures, normale et mutante, cultivées en aérobiose. Le tableau ci-après montre que, parmi les onze enzymes étudiés, dix sont affectés par la mutation. Seule la teneur en lactico-déshydrogénase est sensiblement la même dans les deux races de levures ([4]). Tous les catalyseurs

---

([1]) B. Ephrussi, *Harvey Lectures*, 1950-1951, série 46, p. 45.

([2]) P. Slonimski, *Ann. Inst. Pasteur*, 76, 1949, p. 510.

([3]) P. Slonimski et B. Ephrussi, *Ann. Inst. Pasteur*, 77, 1949, p. 47.

([4]) La réduction plus rapide du bleu de méthylène en présence de lactate par les broyats du mutant, observée précédemment ([5]), est due à la présence d'un inhibiteur dans les broyats des souches normales. Cet inhibiteur est absent des broyats des mutants et son action est levée par le KCN.

d'oxydoréductions peuvent être classés en deux groupes : ceux qui font défaut chez le mutant (enzymes 1 à 4) et ceux dont la formation n'est pas, ou n'est que relativement peu affectée par la mutation (5 à 11). On ne constate aucune corrélation entre la position qu'un enzyme donné occupe dans la chaîne des oxydoréductions menant vers l'O_2 et l'amplitude de sa variation sous l'influence de la mutation : les enzymes 1 et 3 sont absents, alors que le cytochrome *c* qui leur sert d'intermédiaire est présent; les déshydrogénases, succinique et de l'α-glycérophosphate, sont absentes, alors que celle de l'acide lactique est présente. Les variations de la synthèse de ces mêmes enzymes à la suite de la prolifération en anaérobiose ([5]) suivent au contraire un gradient parallèle à la chaîne du transfert.

	Souche normale (59 R).			Souche mutante (59 RA).		
		% de l'activité totale.			% de l'activité totale.	
Enzyme.	Teneur par mg N du broyat.	Culot.	Liquide surnageant.	Teneur par mg N du broyat.	Culot.	Liquide surnageant.
1. Cytochrome oxydase....	1340	107	1	0	–	–
2. Déshydr. succinique....	60	85	1	<1	–	–
3. DPN-cyt. *c* réductase...	401	86	10	<1	–	–
4. α-glyc.-ph. déshydr.....	73	99	7	1,4	–	–
5. Lactico déshydrogénase.	195	14	81	217	7	97
6. Déshydrogénase malique.	713	20	80	278	15	76
7. Alcool déshydrogénase..	215	19	76	540	22	92
8. Cyt. *c* (g. at. Fe. 10^{-9})...	6,7	<15	90	9,1	<15	90
9. Aconitase	602	6 (*)	55 (*)	112	19 (*)	44 (*)
10. Fumarase	5012	10	93	1816	10	89
11. Déshydr. isocitrique....	126	7	92	57	3	81

Les activités sont exprimées en mm^3 d'H_2 (ou de substrat) par heure; $T = 28°$. Le fractionnement en tampon phosphate 0,1 M, pH 7,2) est effectué par centrifugation d'une heure à 30 000 G suivie d'un lavage du culot.

(*) Inactivation au cours du fractionnement.

Le seul trait commun des catalyseurs dont la synthèse est supprimée par la mutation est leur localisation sur des particules sédimentables. Cette constatation est d'autant plus significative que les variations des teneurs en lyoenzymes respiratoires sont d'un ordre de grandeur entièrement différent. Ceci renforce singulièrement l'interprétation corpusculaire et cytoplasmique de la mutation et indique que l'effet primaire de la mutation porte sur les quatre desmoenzymes. On est ainsi amené à poser le problème de l'identité du facteur héréditaire, soit avec les granules sédimentables portant les enzymes 1 à 4, soit avec les quatre apoenzymes ou leur précurseur commun. Les enzymes eux-mêmes sont certainement distincts du facteur héréditaire car les souches nor-

---

([5]) P. Slonimski et H. Hirsch, *Comptes rendus*, 1952, (à paraître).

males qui ont proliféré en anaérobiose sont dépourvues des quatre desmoenzymes, mais possèdent toujours le facteur génétique (3), (5). La fraction sédimentable de la levure mutante contient approximativement autant de protéines que celle des souches normales (25 à 35 % du broyat). Le facteur génétique ne pourrait donc être identique qu'à une fraction des particules sédimentables par centrifugation.

Il est clair que les modifications des teneurs en lyoenzymes respiratoires (à l'exception des enzymes 5 et 8) sont la conséquence de la rupture de la chaîne du transfert des électrons vers l'O_2 dans sa partie terminale. Les concentrations de ces enzymes tendent, chez le mutant cultivé en aérobiose, vers les valeurs caractéristiques de la levure normale ayant proliféré en absence d'O_2 : l'aconitase, la fumarase, les déshydrogénases malique et isocitrique diminuent respectivement six, trois, trois et deux fois, alors que l'alcool déshydrogénase augmente deux fois. La diminution de ces mêmes enzymes à la suite de la croissance anaérobie est de dix-neuf, sept, six et trois fois, la teneur en alcool déshydrogénase augmentant simultanément (5).

ENDOCRINOLOGIE. — *Action corticotrope des lobes antérieur et postérieur de l'hypophyse du Bœuf*. Note de Mme **Cécile Mialhe-Voloss**, présentée par M. Robert Courrier.

Johnsson et Högberg 1952 (1) montrent que A. C. T. H. (hormone hypophysaire adrénocorticotrope) et hormone mélanophorique sont deux substances sinon identiques, du moins très voisines. Sulman 1952 (2) pense que l'inter médine n'est qu'une partie de la molécule d'A. C. T. H.; l'hormone corticotrope comprendrait trois facteurs : « un facteur dépresseur de l'acide ascorbique; un facteur responsable du poids normal de la surrénale; un facteur chromatophoratrope. »

En 1935, A. Moszkowska (3) signale l'action corticotrope de la post-hypophyse du Bœuf chez le Cobaye.

Dans une Note récente (4) nous avons comparé l'action mélanophoro-dilatatrice des lobes antérieur et postérieur hypophysaires du Bœuf, et trouvé que l'intermédine était plus abondante dans le lobe postérieur. Poursuivant notre travail sur les rapports A. C. T. H. et intermédine, nous donnons dans cette Communication préliminaire, les résultats de notre étude sur l'action corticotrope des lobes antérieur et postérieur de l'hypophyse du Bœuf.

---

(1) *Nature*, **169**, n° 4294, p. 286.
(2) *Acta endocrinologica*, **10**, fasc. IV, p. 320.
(3) *C. R. Soc. Biol.*, **119**, 1935, p. 1239.
(4) *Comptes rendus*, **235**, 1952, p. 211.

Préparation de l'extrait. — Les deux lobes hypophysaires sont séparés immédiatement après l'abattage. On prépare un extrait acétonique de chacun des lobes. La poudre obtenue est reprise par du sérum physiologique à raison de 50 mg/cm³. Cette solution (pH 7) est portée à l'ébullition au bain-marie pendant 30 m. Nous avons utilisé cette technique, car l'extrait brut de lobe postérieur s'est révélé toxique, les rats hypophysectomisés et injectés mourant dans les 48 h. On sait par ailleurs que ni l'A. C. T. H., ni l'intermédine ne sont détruits par la chaleur.

47 hypophyses de bœuf nous ont donné 30,50 g de poudre sèche de lobe antérieur et 5,10 g de poudre sèche de lobe postérieur. En conséquence, nous avons employé pour la préparation de nos extraits environ six fois plus de lobes postérieurs que de lobes antérieurs.

Chacun des animaux traités a reçu 25 injections de 50 mg, soit une dose totale de 1,250 g d'extrait sec.

Lot.	Rat n°	Poids à l'autopsie (g).	Traitement.	Poids des surrénales (mg).
I.	109	86,7	–	9 + 8,6 = 17,6
	110	94,5	–	11,3 + 9,9 = 21,2
	111	82	–	8,2 + 9,1 = 17,3
	112	73,3	–	7,3 + 8,9 = 16,2
	113	88,4	–	8,5 + 10,1 = 18,6
II.	100	86,7	Hyp.	4,3 + 4,4 = 8,7
	101	89,2	»	2,6 + 3,4 = 6
	118	54,5	»	2 + 2,3 = 4,3 (*)
	103	75,5	»	2,8 + 2,9 = 5,7 (*)
	120	67	»	2,5 + 3,3 = 5,8 (*)
	119	58,2	»	3,1 + 3,9 = 7 (*)
III.	106	94	Hyp. + L. A.	5 + 5 = 10
	107	102,9	»	4,4 + 3,9 = 8,3
	104	71,7	»	4,5 + 4,8 = 9,3
	122	66,8	»	4 + 4,7 = 8,7
IV.	116	68,1	Hyp. + L. P.	5,2 + 6,3 = 11,5
	117	77,7	»	5,1 + 5,5 = 10,6
	121	76,3	»	5,6 + 4,7 = 10,3
	123	71,3	»	6,9 + 6,6 = 13,5
	124	81,6	»	5,5 + 5,7 = 11,2
	125	75	»	4,6 + 6 = 10,6

(*) Les n°s 118, 103, 120, 119 du lot II, en mauvais état, ont été sacrifiés respectivement les 13ᵉ, 11ᵉ, 11ᵉ et 9ᵉ jours après l'intervention. Au 15ᵉ jour, les surrénales auraient été encore plus réduites, puisque la régression se fait surtout dans les 15 premiers jours.

Technique. — Nous avons utilisé pour nos dosages le « test du maintien du poids de la surrénale [5] ». Des rats de 40 jours sont répartis en quatre lots :

---

[5] In PINCUS, *The hormones*, 1, p. 666.

Lot I : Rats normaux.

Lot II : Rats hypophysectomisés.

Lot III : Rats hypophysectomisés recevant en injection sous-cutanée, immédiatement après hypophysectomie, deux fois par jour et pendant 15 jours, l'extrait de lobe antérieur.

Lot IV : Rats hypophysectomisés recevant en injection sous-cutanée, immédiatement après hypophysectomie, deux fois par jour et pendant 15 jours, l'extrait de lobe postérieur.

Tous les animaux sont sacrifiés au 15e jour qui suit l'intervention.

Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessus.

Conclusion. — Le tableau des résultats montre qu'avec une dose totale de 1,250 g d'extrait sec de lobe antérieur on obtient une légère activité corticotrope, alors qu'avec la même quantité d'extrait de lobe postérieur, l'action corticotrope est nettement plus importante. Si nous rappelons les résultats d'une Note antérieure, nous conclurons que les deux lobes hypophysaires antérieur et postérieur du Bœuf, contiennent chacun de l'intermédine et de l'A. C. T. H., mais que le lobe postérieur (lobe nerveux + lobe intermédiaire), est nettement plus riche en chacune de ces deux hormones que le lobe antérieur.

GÉNÉTIQUE ÉVOLUTIVE. — *Un cas de haute mutabilité chez* Drosophila melanogaster. Note de Mme **Claudine Petit**, présentée par M. Maurice Caullery.

Quelques souches à haute mutabilité chez *Drosophila melanogaster* ont été signalées par Goldschmidt (1929), Valadarès (1938), Tiniakov (1939), Ives (1943). Mais le phénomène est, jusqu'ici, trop rarement apparu pour avoir pu faire l'objet d'études complètes et les cas observés restent des documents isolés. Lors d'un travail sur les populations de Drosophiles, j'ai trouvé une souche de ce type.

Dans une population mixte, hautement consanguine, de *Drosophila melanogaster* renfermant le chromosome *Bar forked* (*Bf*) et l'*allélomorphe normal* de Bar (B^+f) et entretenue dans les cages à populations mises au point par Teissier et L'Héritier [1], est apparu un mâle à corps noir, œil rouge vif et ocelles blanches, et ailes retournées. Cet individu, unique dans une population de 1179 Drosophiles, est isolé lors de sa découverte. Un mois plus tard, un nouveau dénombrement de la population révèle trois individus identiques sur une population de 1146 mouches.

Une localisation chromosomique à l'aide de chromosomes marqués a permis d'établir :

---

(1) *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 1765.

qu'il s'agit de trois gènes récessifs du second chromosome déterminant, l'un la couleur foncée du corps : *black* (*b*; locus 48,5), le second les ailes retournées : *jaunty* (*j*; locus 48,7), le troisième l'œil rouge vif et les ocelles blanches : *cinnabar* (*cn*; locus 57,8);

que ces trois gènes sont disposés dans l'ordre normal. Les taux de disjonction, calculés par croisements en retour avec le triple récessif sur 9018 individus sont très proches de ceux indiqués par les cartes : 9,0 unités de « crossing-over » entre *b* et *cn* (comme sur la carte); 0,4 entre *b* et *j* (au lieu de 0,2); 8,6 entre *j* et *cn* (au lieu de 8,8):

que leur position dans le chromosome est normale, le gène mutant *Jammed* (*J*; locus 43) qui modifie la forme des ailes ayant été pris comme référence.

Néanmoins, ces méthodes génétiques ne permettent pas d'exclure la possibilité de très petits remaniements chromosomiques et une étude cytologique de la région s'impose, de même que l'examen génétique de tous les chromosomes.

Qu'il s'agisse là d'une triple mutation spontanée semble invraisemblable, si l'on tient compte de la fréquence des mutations spontanées (0,2 à 0,3 % pour une souche normale). Pourtant, l'hypothèse d'une contamination extérieure est à écarter. En effet, non seulement *jaunty* n'est pas conservé dans les laboratoires français (preuve insuffisante en elle-même, car elle n'exclut pas son existence dans les populations naturelles), mais encore toutes les *Drosophiles* de la cage étaient marquées par le gène *forked*, ce qui eût permis de déceler toute introduction de mouches étrangères. De plus, lorsque les premiers mutants sont apparus, aucune mouche présentant les caractères disjoints n'existait dans la population. Enfin, la présence de *b*, *j*, *cn* chez l'un des individus qui sont à l'origine de cette population n'est pas à envisager, la consanguinité ayant été assurée à plusieurs reprises par des croisements individuels.

La souche a montré, par ailleurs, des anomalies physiologiques : augmentation du taux de masculinité, diminution très considérable de la fertilité des femelles durant deux périodes de trois et six mois.

La souche *b*, *j*, *cn*, *f*, conservée en petites populations, a donné naissance à de multiples mutations et malformations dont l'analyse doit être poursuivie.

Ces divers phénomènes permettaient de penser que l'on était en présence d'une souche à haute mutabilité. Un premier examen par la méthode *ClB*, en vue de déterminer la fréquence des léthaux liés au sexe, a donné 11 léthaux et 7 semi-léthaux pour 795 individus, soit une fréquence de mutation de 2,2 %, bien supérieure à la normale. Un deuxième test portant sur 538 individus, par la méthode *Muller* 5, a donné une léthalité nulle. L'expérience avait été faite à partir de lignées individuelles apparemment anormales (soies tronquées, ou taux de masculinité augmenté), dans lesquelles j'espérais trouver une léthalité supérieure à la précédente. L'expérience, recommencée à partir de femelles prises au hasard dans la

population, n'a mis en évidence que deux léthaux pour 782 individus fertiles. La mutabilité a donc disparu entre les premiers examens. Il ne s'agit pas là d'un phénomène exceptionnel; la plupart des auteurs qui ont travaillé cette question ont été victimes du même phénomène, assez logique d'ailleurs, l'élément mutateur ayant des chances accrues d'être lui-même muté. Il était donc impossible de continuer l'analyse du phénomène sur le stock *b, j, cn, f*. Mais la souche *Bf* isolée à partir de la population Bf/B^+f, qui a donné naissance au mutant *b, j, cn, f* et présenté des anomalies physiologiques, montre, depuis deux mois, une mutabilité accrue. Son examen permettra peut-être de mettre en évidence le facteur responsable de la mutabilité de cette souche.

En effet, de nombreuses hypothèses ont été faites concernant l'origine de la mutabilité spontanée. Muller et Ives pensent qu'il s'agit de « mutagènes »; Goldschmidt, de remaniements chromosomiques; Mumpell, de facteurs cytoplasmiques.

Notons que, jusqu'ici, seul Goldschmidt avait constaté l'apparition simultanée de plusieurs mutations. Du point de vue de l'évolution, le phénomène est intéressant, car il peut être à la base de la différenciation de certaines races, lignées ou espèces.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Nature probablement sécrétoire du facteur cérébral conditionnant la mue imaginale de* Bombyx mori *L.* Note (*) de M. **Jean-Jacques Bounhiol**, présentée par M. Maurice Caullery.

Dans une Note récente ([1]) nous avons montré que la mue imaginale, chez *Bombyx mori*, était conditionnée par un facteur émané du cerveau au début du filage de la chenille.

Pour préciser la nature sécrétoire de ce facteur, nous avons cherché à savoir si le cerveau, privé de ses liaisons nerveuses et remis dans la tête du même animal, était capable ou non de régir, par voie humorale, le développement imaginal.

Les vers ont été opérés depuis la période d'alimentation facultative, avant la montée jusqu'à la fin du filage. Les mêmes critères que pour les expériences de décérébration relatées dans la précédente Note, ont été adoptés pour subdiviser cette période en stades.

Les 107 vers opérés ont fourni 102 chrysalides dont la destinée a été la suivante :

A. *Expériences réalisées sur des vers pendant la fin de la période d'alimentation et pendant la montée jusqu'au stade caractérisé par la translucidité*

(*) Séance du 29 septembre 1952.

antérieure du corps. — Les 28 opérés ont donné 5 vers non chrysalidés et 23 chrysalides, dont aucune n'a donné d'imago, mais dont 3 ont vécu de façon anormalement prolongée sans transformation (chrysalides définitives).

B. *Expériences pratiquées sur des vers en montée, depuis le stade de translucidité subtotale (tache rectale) jusqu'au stade initial du filage du cocon, quelques heures après le vidage intestinal.* — 27 opérés, 27 chrysalides, dont 6 ont évolué en imagos complètes (25,9 %) et 4 en imagos imparfaites.

C. *Expériences sur des vers pendant le filage du cocon (6 stades).* — 52 opérés, 52 chrysalides dont 23 sont devenues des Papillons complets (44,2 %) et 3 des Papillons imparfaits; 2 séries d'opérés seulement ont donné moins de 1/5 de Papillons, certaines ont donné 4/6, 6/6.

Remarques. — 1° Les vers opérés appartenaient aux deux races Européennes et à la race Awojiku (1re ou 2e génération) et étaient élevés à vitesse lente ou à vitesse normale. Ils ont donné les mêmes réponses, pour autant qu'ils étaient, lors de l'opération, au même stade de l'échelle adoptée.

2° Bien que la quantité de sécrétion éventuellement émise par le cerveau isolé doive être, semble-t-il, peu importante par la technique adoptée, les pourcentages des succès sont comparables à ceux obtenus par Kühn et Piepho, puis par Caspari et Plagge, il est vrai, mais sur d'autres espèces et pour démontrer l'action endocrine du cerveau *sur la pupaison.* Ces auteurs employaient des cerveaux d'animaux donneurs différents des animaux receveurs, soit plus âgés (supposés plus chargés de sécrétion), soit greffés à l'avance pour qu'ils aient le temps de s'adapter, de « prendre », avant la suppression du cerveau du receveur. Avec ces mêmes méthodes, Fukuda (1944) n'avait obtenu, pour la pupaison du ver à soie, que des résultats estimés, par lui-même, non décisifs.

Conclusion. — Le stade critique, à partir duquel la déconnection du cerveau permet le développement de l'imago, est notablement plus précoce (de 3 stades de l'échelle physiologique adoptée, c'est-à-dire de 24 h environ) que le stade critique correspondant pour la décérébration.

L'ablation du cerveau pendant la montée prive donc le ver d'un facteur que le même organe déconnecté peut fournir en quantité suffisante pour que le développement imaginal se poursuive et s'achève.

PHYSICOCHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur une théorie physicochimique de l'excitabilité cellulaire.* Note (*) M. **René Gibert**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le nombre et la précision des résultats expérimentaux réunis séparément par les physiologistes et les biochimistes dans l'étude de l'excitabilité cellulaire

(*) Séance du 29 septembre 1952.

légitiment un essai de théorie qui permettrait de les recouper les uns par les autres et de les coordonner.

Il est possible d'édifier une théorie cohérente et qui rend compte des phénomènes fondamentaux par la considération des hypothèses suivantes :

1° Le protoplasme excitable contient des substances chimiques X, Y, Z, U susceptibles de donner lieu au cycle de réactions suivant :

$$(0)\qquad Y \rightarrow U + X,$$
$$(1)\qquad 2X + Y \rightarrow 3X + U,$$
$$(2)\qquad M + X \rightarrow Z + P,$$
$$(3)\qquad Z + U \rightarrow Y + Q.$$

On peut admettre que la réaction trimoléculaire (1) est la résultante d'un certain nombre de processus bimoléculaires tels que

$$X + Y \rightarrow XY, \qquad X + XY \rightarrow X_2 + UX,$$
$$X_2 \rightarrow 2X, \qquad UX \rightarrow U + X;$$

mais, du point de vue de la simplicité de la théorie, il est préférable de la conserver sous la forme (1).

Si k_0, k_1, k_2, k_3 sont respectivement les constantes de vitesse de ces quatre réactions, et si l'on désigne par des lettres minuscules les concentrations des corps symbolisés par des lettres majuscules, l'évolution du système chimique est régie par les équations différentielles suivantes :

$$(1)\qquad \left\{\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= k_0 y + k_1 x^2 y - k_2 m x, \\ \frac{dy}{dt} &= - k_0 y - k_1 x^2 y + k_3 (c - y)[b - (x + y)], \end{aligned}\right.$$

avec

$$c = y + u = \text{const.} \qquad \text{et} \qquad b = x + y + z = \text{const.}$$

L'étude mathématique se simplifie si l'on admet :

$$y \ll u < c,$$

on peut alors écrire

$$(2)\qquad \left\{\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= k_0 y + k_1 x^2 y - k_2 m x, \\ \frac{dy}{dt} &= - k_0 y - k_1 x^2 y + k_3 c [b - (x + y)]. \end{aligned}\right.$$

On montre aisément qu'il est possible de choisir les constantes de vitesse k_0, k_1, k_2, k_3 et les concentrations b, c et m de telle manière :

1° que ce système différentiel admette trois points singuliers (x_0, y_0), (x_1, y_1), (x_2, y_2);

2° en supposant $0 < x_0 < x_1 < x_2$ que les trois points singuliers (x_0, y_0),

(x_1, y_1), (x_2, y_2) soient respectivement un foyer attractif, un col et un foyer répulsif.

Pour un tel choix des paramètres, le système se trouve, au repos, dans l'état défini par x_0, y_0.

Si une perturbation l'écarte de cet état stationnaire, deux cas peuvent se produire :

Si la perturbation est faible, elle écarte assez peu le système de l'état x_0, y_0. Quand elle cesse, le système revient au point x_0, y_0 en suivant une trajectoire spiralée qui tend vers le point singulier;

Si la perturbation est importante, le point représentatif suit alors une trajectoire qui entoure les points (x_1, y_1) et (x_2, y_2) et le ramène finalement au point (x_0, y_6). Lors d'une telle évolution, x passe par une valeur $x_m > x_2$ qui peut être très grande comparativement à x_0.

Un tel système chimique est donc régi par une loi de tout ou rien à l'égard d'une excitation qui modifie x ou dx/dt.

En outre, on constate qu'une légère modification des paramètres d'un tel système (et, en particulier, un accroissement de $b = x + y + z$) peut faire disparaître les deux points singuliers (x_0, y_0) et (x_1, y_1) tout en conservant au point (x_2, y_2) son caractère de foyer répulsif. Une telle modification entraîne la disparition de l'état stationnaire, et le nouveau système est alors le siége d'oscillations de relaxation entretenues des concentrations x, y, z. Ce cas traduit donc les automatismes observés sur certains tissus nerveux et musculaires, et les ramène à la même interprétation que les phénomènes généraux de l'excitabilité.

Une Note ultérieure précisera l'utilisation de ces propriétés à l'interprétation des résultats expérimentaux.

La séance est levée à 15 h 50 m.

L. B.

ERRATA

(*Comptes rendus* du 11 août 1952.)

Note présentée le 28 juillet 1952, de Mme *Jacqueline Potier*, Courbes d'ébullition et de rosée du mélange azéotrope nitrique-acide à 100 % sous 760 mm Hg :

Page 434, avant-dernière ligne du tableau, *au lieu de*

	86,9..........	86,19	99,65
lire			
	86,9..........	96,19	99,65

(*Comptes rendus* du 18 août 1952.)

Note présentée le même jour, de MM. *Robert Warnecke*, *Harry Huber*, *Pierre Guénard* et *Oskar Doehler*, Amplification par ondes de charge d'espace dans un faisceau électronique se déplaçant dans des champs électrique et magnétique croisés :

Page 472, 6e ligne, *au lieu de* une température d'environ 10,5°K, *lire* une température d'environ 10^5 °K.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de juillet 1952.

(*suite et fin.*)

L'Abbé Nollet, biologiste et électrothérapeute au XVIIIe *siècle*, par le docteur Jean Torlais, *in Histoire de la Médecine*, n° 7, juillet 1952. Paris, Société française d'histoire de la Médecine, et Manoury, éditeur, 1952; 1 vol. 23,5 cm.

Récents progrès au département « fréquences » du laboratoire national de Radioélectricité, par Bernard Decaux. Extrait de *l'Onde électrique*, n° 303, juin 1952. Paris, Étienne Chiron, 1952; 1 fasc. 30 cm.

Nouvelle-Calédonie et Dépendances. Service météorologique. *Les Cyclones tropicaux en Nouvelle-Calédonie au cours d'un siècle* (1852-1951), par J. Giovanelli. Nouméa, 1952; 1 fasc. polycopié 32 cm.

Universita di Pisa. *Leonida Tonelli, in memoriam.* Pisa arti grafiche Tornar, 1952; 1 vol. 26,5 cm.

Institut des recherches agronomiques de l'Indochine. *Technologie du thé. Essai d'amélioration de la préparation des thés verts du Haut-Donnaï,* par Edmond J. Lhomme. Saïgon, 1950; 1 vol. 27,5 cm.

Archives de l'Institut des recherches agronomiques de l'Indochine. Année 1950, n° 2. *Influence du mouvement des solutions de sol sur le développement des plantes,* par E. M. Castagnol. n° 3. — *Étude des floraisons et fructifications des aleurites Montana et Fordii,* par E. M. Castagnol, A. Chavaney et P. Billaux. n° 5. — *Le maïs hybride aux États-Unis d'Amérique,* par J. Le Conte. n° 6. — *Étude des textiles du nord de l'Indochine,* par E. M. Castagnol et Pham Gia-Tu. n° 7. — *Problèmes de sol et l'utilisation des terres en Indochine,* par E. M. Castagnol. Photographies : Vo-An-Ninh, Saïgon, 1950-1952; 5 vol. 27,5 cm.

Centre de recherches scientifiques et techniques. Archives des recherches agronomiques au Cambodge, au Laos et au Viêtnam (anciennement : Archives de l'Institut des recherches agronomiques de l'Indochine). Année 1951. n° 8. *Les sols et la végétation au Darlac et sur le plateau des trois-frontières,* par M. Schmid, P. de la Souchère et D. Godard. Photographies : Vo-An-Ninh. n° 9. — *Études concernant la lutte contre deux rhynchotes nuisibles au Théier dans le Haut-Donnaï,* par L. Caresche et R. Métaye. n° 10. — *Compte rendu des travaux du Centre d'expérimentation agronomique de Blao en* 1947-1948 *et* 1949, par A. Chavaney. Photographies : Vo-An-Ninh. n° 11. — *Étude de la flore microbienne des sols du Tonkin,* par E. M. Castagnol et Nguyen Cong Vien. Année 1952, n° 12. — *Contribution à l'étude des terres rouges basaltiques et dacitiques des hauts-plateaux du sud de l'Indochine,* par E. M. Castagnol. Photographies : Vo-An-Ninh. Saïgon, 1950-1952; 5 vol. 27,5 cm.